

ESPECTRO DE EMISIÓN DE UN SISTEMA DE CAVIDADES ACOPLADAS CON UN PUNTO CUÁNTICO

EMISSION SPECTRUM OF A QUANTUM DOT IN COUPLED PHOTONIC CAVITIES

Fabiola Gómez[†], Herbert Vinck-Posada[‡], Boris A. Rodríguez[†]

[†]Grupo de Física Atómica y Molecular, Instituto de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Antioquia UdeA; Calle 70 No. 52-21, Medellín-Colombia.

[‡]Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional de Colombia, Sede Bogotá, Carrera 30 Calle 45-03, CP111321, Bogotá, Colombia.

(Recibido: 11/2013. Aceptado: 12/2013)

Resumen

Recientemente el régimen de acople fuerte entre una excitación de la materia en un punto cuántico con un modo de luz confinado en una cavidad de cristal fotónico (PhC-C) se obtuvo experimentalmente [1]. Esta posibilidad permite desarrollar el estudio de sistemas de cavidades en estado sólido desde el punto de vista de la óptica cuántica. Es este trabajo, calculamos el espectro de emisión de un punto cuántico (QD) confinado en una cavidad de cristal fotónico cercano a una segunda cavidad. Usamos una ecuación maestra con términos de Lindblad que describen procesos de decoherencia y bombeos. El espectro calculado teóricamente se compara con los resultados experimentales [2, 3].

Palabras clave: Microcavidad, Acople, Punto cuántico y espectro de fotoluminiscencia.

Abstract

Recently, the strong coupling regime between matter excitations in a Quantum Dot (QD) and a light mode confined in a Photonic Crystal Cavity (PhC-C) was achieved [1]. This opens up the possibility to Cavity Quantum Electrodynamics (CQED) physics in solid state systems. In this contribution, the emission spectrum of a QD confined in a PhC-C and near to a second empty cavity is calculated using a master equation that includes Lindblad decoherence and pumping terms. The theoretically derived spectrum is compared with experimental results [2, 3].

Keywords: Photonic crystal cavity, strong coupling, emission spectrum.

Introducción

Desde el trabajo pionero de Yoshie *et al.*[1], en los cuales se alcanzó por primera vez el régimen de acople fuerte entre las excitaciones de materia de un Punto Cuántico (QDot) y un modo confinado de luz en una nanocavidad de Cristal Fotónico respectivamente, el área de la electrodinámica cuántica en sistemas semiconductores ha alcanzado desarrollos notables. Estos logros abrieron un mundo de posibilidades al estudio de sistemas físicos de micro y nano cavidades, los cuales se convirtieron en sistemas muy importantes por los resultados interesantes en la generación de estados no clásicos de la luz, que permiten profundizar en la comprensión de los fundamentos de la mecánica cuántica y en la interacción de la radiación-materia, en la observación de fenómenos cuánticos no lineales, en el desarrollo de dispositivos ópticos y en la manipulación y control de la luz.

En todas estas aplicaciones es de suma importancia obtener el espectro de luminiscencia del sistema. En este trabajo, presentamos una forma alternativa de obtener el espectro por el método de funciones de Green. Usamos una ecuación maestra con términos de Lindblad que incluyen decoherencias y bombeos, pero no da cuenta de la interacción entre las dos cavidades. Se muestra que la

interacción con un punto cuántico constituye otro mecanismo para generar acople entre cavidades. Finalmente, el espectro calculado teóricamente, se compara con datos experimentales del acople de un punto cuántico con los supermodos de dos cavidades.

Sistema de dos cavidades y un punto cuántico

Nuestro sistema consiste de un cristal fotónico con dos cavidades y un punto cuántico de dos niveles que se acopla a uno de los modos de una cavidad. La dinámica de este sistema se describe con la siguiente ecuación maestra:

$$\frac{d}{dt}\rho = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \mathcal{L}(\rho), \quad (1)$$

donde el Hamiltoniano está dado por

$$H = \frac{1}{2}\hbar\omega_0\hat{\sigma}_z + \hbar\omega_a a^\dagger a + \hbar\omega_b b^\dagger b + \hbar g_a (\hat{\sigma}^\dagger a + a^\dagger \hat{\sigma}^-) + \hbar g_b (\hat{\sigma}^\dagger b + b^\dagger \hat{\sigma}^-).$$

ω_0 es la diferencia de energía entre el estado excitado y el estado base del punto cuántico; $\omega_{a(b)}$ representan la energía del modo $a(b)$ de la cavidad respectivamente; $g_{a(b)}$ y g_b son las constantes de acople entre el punto cuántico y las cavidades; σ_z es el operador de pseudo-espín del sistema de dos niveles; $a, a^\dagger, b, b^\dagger$ son los operadores de creación y destrucción para los modos de las cavidades.

El término de Lindblad en la ecuación (1) está dado por:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{k_a}{2}(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a) + \frac{k_b}{2}(2b\rho b^\dagger - a^\dagger b\rho - \rho b^\dagger b) \\ & + \frac{P}{2}(2\sigma^\dagger\rho\sigma^- - \sigma^- \sigma^\dagger\rho - \rho\sigma^- \sigma^\dagger) + \frac{P_a}{2}(2a^\dagger\rho a - a a^\dagger\rho - \rho a a^\dagger) \\ & + \frac{P_b}{2}(2b^\dagger\rho b - b b^\dagger\rho - \rho b b^\dagger) + \frac{\gamma_\phi}{2}(\sigma_z\rho\sigma_z - \rho), \end{aligned}$$

en la expresión anterior, $k_{a(b)}$ son las tasas de emisión de cada cavidad, P es el bombeo incoherente de excitones en el punto cuántico, $P_{a(b)}$ son los bombeos de fotones debido a otros puntos cuánticos en cada cavidad. Por último, el término γ_ϕ da cuenta de las decoherencias del sistema por desfase puro.

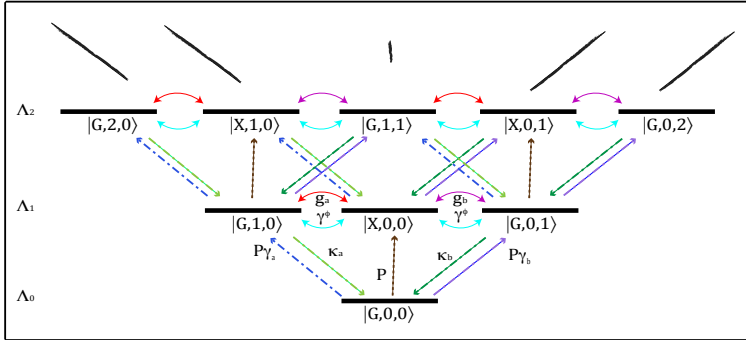


FIGURA 1. Diagrama de niveles donde se muestran los procesos físicos que se estudian en este sistema. Las flechas hacia arriba con inclinación hacia la derecha, indican un bombeo de fotones en la cavidad b , P_b . Las flechas hacia arriba con inclinación hacia la izquierda, indican un bombeo de fotones en la cavidad a , P_a . Las flechas hacia abajo con inclinación hacia la derecha (izquierda), indican una pérdida de fotones de la cavidad a (b), $\kappa_{a(b)}$. Los arcos superiores entre niveles, indican una excitación del punto cuántico, con una destrucción de un fotón en una cavidad, o una desexcitación del punto cuántico con la creación de un fotón en una cavidad g . Finalmente, los arcos inferiores denotan el proceso de desfase puro debido principalmente a interacción con fonones.

Dinámica del sistema a variedad de excitación 2

Para el cálculo de los elementos de matriz de la ecuación maestra usaremos la base de estados desnudos hasta la variedad de excitación 2, es decir el espacio de estados es $\Lambda_0 + \Lambda_1 + \Lambda_2$, donde

$$\begin{aligned} \Lambda_0 &= \{|G00\rangle\} \\ \Lambda_1 &= \{|G10\rangle, |G01\rangle, |X00\rangle\} \\ \Lambda_2 &= \{|G11\rangle, |X10\rangle, |X01\rangle, |G20\rangle, |G02\rangle\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Con esta base de estados del sistema podemos visualizar los procesos incluidos en la ecuación maestra (1), como se muestra en la Fig. 1. Las flechas indican el proceso por el cual se pasa de un estado a otro. Por ejemplo, el paso del estado base $|G00\rangle$ al estado $|G10\rangle$ o al estado $|G01\rangle$ se efectúa mediante un bombeo de fotones con tasas P_a y P_b , respectivamente. Del estado $|G10\rangle$ se puede ir al estado $|G00\rangle$ por un proceso κ_a (pérdida coherente de fotones).

Del estado $|G01\rangle$ se puede pasar al estado $|G00\rangle$ por un proceso k_b . Del estado $|G00\rangle$ se puede pasar al estado $|X00\rangle$ por un proceso P (bombeo de fotones). y así sucesivamente para todos los procesos que conectan los estados del sistema en estudio.

Cálculo del espectro de luminiscencia por el método de Funciones de Green

En este trabajo usaremos el método de funciones de Green [4–6], en el cual para calcular los elementos de matriz del operador de Green se usa el correspondiente elemento de la ecuación maestra, ya que la derivada respecto al tiempo del operador de Green tiene su correspondiente derivada respecto al tiempo del operador densidad, dado por la ecuación maestra. De esta manera para un punto cuántico en resonancia con una de las cavidades:

$$G_{k' l_1 l_2, k'' m_1 m_2}^{(1) k n_1 n_2} = \langle k n_1 - 1 n_2 | \hat{G}^{(k' l_1 l_2, k'' m_1 m_2)} | k n_1 n_2 \rangle.$$

Y para un punto cuántico en resonancia con la otra cavidad

$$G_{k' l_1 l_2, k'' m_1 m_2}^{(2) k n_1 n_2} = \langle k n_1 n_2 - 1 | \hat{G}^{(k' l_1 l_2, k'' m_1 m_2)} | k n_1 n_2 \rangle.$$

La función de correlación para el sistema completo se construye como la suma de las funciones de correlación del punto cuántico individual con cada cavidad.

$$K(\tau) = K^{(1)}(\tau) + K^{(2)}(\tau), \quad (3)$$

donde

$$K^{(1)}(\tau) = \sum_{\substack{kn_1n_2 \\ k'l_1l_2 \\ k''m_1m_2}} \sqrt{n_1(m_1 + 1)} G_{k' l_1 l_2, k'' m_1 m_2}^{(1) k n_1 n_2} \rho_{kn_1-1n_2, lm_1m_2};$$

$$K^{(2)}(\tau) = \sum_{\substack{kn_1n_2 \\ k'l_1l_2 \\ k''m_1m_2}} \sqrt{n_2(m_2 + 1)} G_{k' l_1 l_2, k'' m_1 m_2}^{(2) k n_1 n_2} \rho_{kn_1n_2-1, lm_1m_2}.$$

Finalmente la transformada de Fourier de la función de correlación (3) corresponde al espectro de luminiscencia de nuestro sistema:

$$S(\omega) = \mathcal{F}[K(\tau)]. \quad (4)$$

Resultados y conclusiones

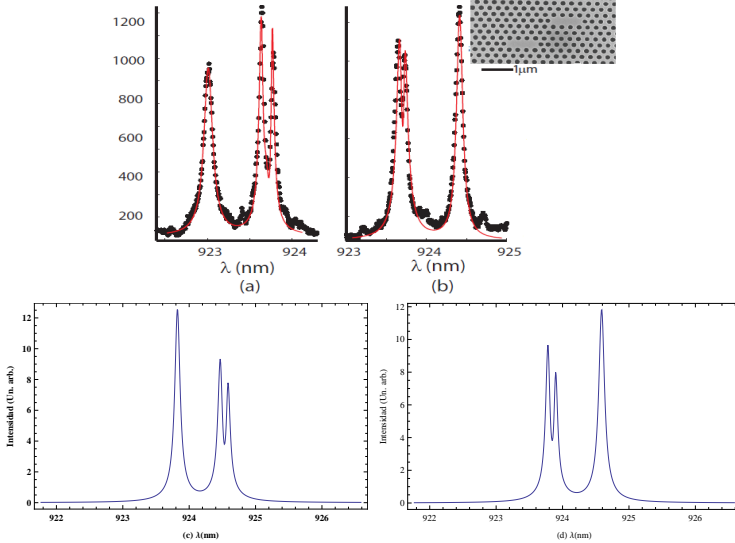


FIGURA 2. (a) y (b) Espectro experimental de un punto cuántico en resonancia con un modo de acople de las cavidades a y b. El recuadro muestra la estructura de cristal fotónico para el cual se tomaron los datos experimentales [3]. (c) y (d) Espectro teórico, calculado con el método de Funciones de Green, del punto cuántico en resonancia con las cavidades a y b.

Hemos calculado el espectro de luminiscencia de un sistema de dos cavidades y un punto cuántico. En la Fig. 2. se muestra la buena correspondencia entre el cálculo y el ajuste experimental [2]. Es de resaltar que este espectro se calculó sin un término de interacción entre las dos cavidades en la ecuación maestra (1), lo que nos permite concluir que un mecanismo efectivo de acople entre las cavidades se puede lograr a través de la mediación de un punto cuántico.

Agradecimientos

HV-P agradece a COLCIENCIAS dentro del proyecto con código 110156933525, contrato número 026-2013 y código HERMES 17432, al Grupo de Óptica e Información Cuántica de la Universidad

Nacional de Colombia, Sede Bogotá, por su apoyo técnico y computacional. FG y BAR agradecen al Comité para el Desarrollo de la Investigación (CODI) de la Universidad de Antioquia, por su apoyo económico parcial a través del Proyecto de Mediana Cuantía: Caracterización de Sistemas de Puntos Cuánticos en Cavidades de Cristal Fotónico para Aplicaciones en Celdas Solares y CQED y del proyecto de sostenibilidad del grupo de Física Atómica y Molecular. BAR agradece el apoyo parcial de COLCIENCIAS por medio del proyecto código 111556934912. FG agradece a Guillermo Guirales y Luis Elvis Cano por sus discusiones y también el apoyo del programa Enlazamundos de la Alcaldía de Medellín y al prof. Paulo. S. Soares Guimaraes por su ayuda en la pasantía doctoral en la Universidade Federal de Minas Gerais en donde se desarrolló parte de este trabajo.

Referencias

- [1] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe, *Nature* **432**, 200 (2004).
- [2] A. Majumdar, A. Rundquist, M. Bajcsy, and J. Vučković, *Phys. Rev. B* **86**, 045315 (2012).
- [3] D. Englund, A. Majumdar, M. Bajcsy, A. Faraon, P. Petroff, and J. Vučković, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 093604 (2012).
- [4] T. Quang, G. S. Agarwal, J. Bergou, M. O. Scully, H. Walther, K. Vogel, and W. P. Schleich, *Phys. Rev. A* **48**, 803 (1993).
- [5] K. Vogel, W. P. Schleich, M. O. Scully, and H. Walther, *Phys. Rev. A* **48**, 813 (1993).
- [6] J. D. Hernández R., H. Vinck-Posada, and B. A. Rodríguez, Por publicarse (2014).