



UNIVERSIDAD CATÓLICA DEL NORTE

FACULTAD DE CIENCIAS

Departamento de Física

**Estudio de propiedades del transporte fotónico
en microresonador óptico**

Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias con
mención en Física.

Lic. Maritza Elizabeth Ahumada Cortés

Profesores Guía: Dr. Pedro Orellana Dinamarca y Dr. Juan
Carlos Retamal

Antofagasta, Chile

2013

A mi madre.

Agradecimientos

Agradezco a mi familia por todo el apoyo, en especial a mi madre por su constante preocupación, ayuda, confianza y amor. Agradecer a todos amigas y amigos por darme su amistad a lo largo de todo este periodo, con especial cariño a los QD's. Muchas gracias a todos los funcionarios y profesores del departamento de física UCN que me han formado como estudiante y profesional. Muchas gracias a mi profesor Pedro por darme la oportunidad de realizar esta investigación, por confiar en mis capacidades como estudiante, brindarme su apoyo, conocimientos y amistad. Agradecer al profesor Juan Carlos Retamal por el apoyo académico en el desarrollo de esta investigación y hacer posible las estadías en USACH. Agradecer al programa de Magíster por el apoyo financiero con beca arancel matrícula y manutención en el año 2011-2012. Finalmente, agradecer a Cedenna y el apoyo financiero de los proyectos FONDECYT 1100560 y 1100700.

Gracias.

Resumen

En la presente tesis se estudia teóricamente las propiedades del transporte coherente de un fotón en una guía de onda unidimensional acoplada a anillo microresonador del tipo WGR. Se estudia dos modelos de interés, en el primero se considera que los modos del microresonador son degenerados y se encuentran acoplados. El acoplamiento intermodal depende de una constante real y una fase, el cual se produce por la rugosidad del dispositivo. En el segundo modelo se considera que los modos del microresonador no están degenerados y no existe acoplamiento entre ellos.

En primer lugar, se analiza la propagación del fotón en ambos sistemas cuando se encuentran en estado estacionario. Se calculan los espectros de transmisión, reflexión y densidad de estados donde se encontró efectos de interferencia cuánticos como resonancias Fano, efecto Dicke, EIT y la manifestación de estados oscuros. Luego, se estudia la dinámica de ambos sistemas modelando numéricamente la evolución temporal de un paquete de onda Gaussiano. Se encontraron efectos de atrapamiento, los que producen un efectivo confinamiento y almacenamiento de parte del paquete de ondas. Además, se determina que existen estados de tiempo de vida largos y cortos. Los resultados se analizan en función de los parámetros de quiebre de simetría de cada sistema.

Abstract

In this thesis we study the single photon transport through one-dimensional waveguide coupled to a whispering gallery resonator (WGR). We study two kinds of effects. In the first model consider that the whispering gallery modes are degenerated and coupled each other. The coupling between the modes is produced by surface roughness in the fabricated devices. For the second case, we consider that the degeneration of the whispering gallery modes is lifted. This situation can occur in a WGR with impurities. In first, place we analyze the photon propagation in state states, in both systems case. We calculate the density of states, transmission and reflection spectra. We find quantum interference effects like Fano effect and Dicke effects. Besides, our results can be explained in terms of EIT and dark states. Moreover, we study the dynamic of systems. In order to do that, we carry out the temporal evolution of a Gaussian wave packet through the systems. Our results show trapping effects, which produce effective confinement and partial wave packet storage. Moreover, it determines that exists long and short lifetime states. These results are analyzed in function of symmetry breaking parameters in each studied situation.

Índice general

Introducción	6
1. Conceptos preliminares	8
1.1. Campo Electromagnético	8
1.2. Microcavidades ópticas	10
1.2.1. Whispering gallery resonator	11
1.3. Efecto Fano	12
1.4. Efecto Dicke	14
2. Modelos	16
2.1. Modelo de WGR con rugosidad	16
2.1.1. Estado estacionario	18
2.1.2. Dinámica de evolución temporal	20
2.2. Modelo de WGR con quiebre de degeneración	24
2.2.1. Estado estacionario	25
2.2.2. Dinámica de evolución temporal	25
3. Resultados	27
3.1. Modelo de WGR con rugosidad	28
3.1.1. Transmisión y reflexión	28
3.1.2. Densidad de estados	31

3.1.3.	Evolución temporal	34
3.1.4.	Probabilidad de ocupación y tiempos de vida	39
3.2.	Modelo de WGR con quiebre de degeneración	44
3.2.1.	Transmisión y reflexión	44
3.2.2.	Densidad de estados	45
3.2.3.	Estados simétrico y antisimétrico	47
	Conclusiones	49

Índice de figuras

1.1.	<i>Clasificación de microresonadores ópticos</i>	11
1.2.	<i>Figura superior, ilustración de fórmula de Fano como una superposición de una Lorenziana y un continuo. Figura inferior, perfiles Fano para varios valores del parámetro de asimetría q.</i>	13
1.3.	<i>a) Configuración guía de onda directamente acoplada a una cavidad y b) acoplada lateralmente a una cavidad.</i>	14
1.4.	<i>Ensanchamiento de línea Doppler de un gas en una caja unidimensional</i>	15
2.1.	<i>Esquema general del sistema óptico.</i>	17
3.1.	<i>Espectros de transmisión (línea sólida azul) y reflexión (línea segmentada roja) de un fotón en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\phi = 0$, b) $\phi = \pi/10$, c) $\phi = \pi/2$ y d) $\phi = \pi$. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$</i>	29
3.2.	<i>Espectro de transmisión del fotón en función $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$, para $\phi = \pi/6$ (línea negra), $\phi = \pi/10$ (línea roja), $\phi = \pi/30$ (línea azul) y $\phi = \pi/60$ (línea verde). Los parámetros son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.</i>	30

- 3.3. *Paneles superiores, espectro de transmisión en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\phi = 0$ y b) $\phi = \pi/30$. Paneles inferiores, densidad de estados en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para c) $\phi = 0$ y d) $\phi = \pi/30$, en la esquina superior izquierda se muestra un acercamiento a la zona central de la densidad de estados. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$ 32*
- 3.4. *Paneles superiores, espectro de transmisión en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\phi = \pi/6$ y b) $\phi = \pi/2$. Paneles inferiores, densidad de estados en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para c) $\phi = \pi/6$ y d) $\phi = \pi/2$. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$. 33*
- 3.5. *Densidad de probabilidad del paquete de ondas $|\psi(x, t)|^2$ en función de los modos del sistema x , para una fase de $\phi = \pi/50$. La evolución temporal se muestra para los tiempos a) $t = 180$, b) $t = 270$ c) 310 y d) 460 en unidades adimensionales. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$ 36*
- 3.6. *Densidad de probabilidad del paquete de ondas $|\psi(x, t)|^2$ en función de los modos del sistema x , para una fase de $\phi = \pi/6$. La evolución temporal se muestra para los tiempos a) $t = 180$, b) $t = 270$ c) $t = 330$ y d) $t = 610$ en unidades adimensionales. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$. . . 37*
- 3.7. *Densidad de probabilidad del paquete de ondas $|\psi(x, t)|^2$ en función de los modos del sistema x , para una fase de $\phi = 0$. La evolución temporal se muestra para los tiempos a) $t = 180$, b) $t = 260$ c) $t = 330$ y d) $t = 460$ en unidades adimensionales. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$. . . 38*

- 3.8. *Densidad de probabilidad del paquete de ondas $|\psi(x, t)|^2$ en función de los modos del sistema x , para una fase de $\phi = \pi/2$. La evolución temporal se muestra para los tiempos a) $t = 140$, b) $t = 280$ c) $t = 420$ y d) $t = 530$ en unidades adimensionales. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$. . . 39*
- 3.9. *Paneles superiores, densidad de probabilidad del estado del modo a y b en función del tiempo en unidades adimensionales. Panel inferior, densidad de probabilidad del estado simétrico (línea sólida roja) y antisimétrico (línea punteada azul) en función del tiempo en unidades adimensionales para una fase de $\phi = \pi/50$. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$. . . 41*
- 3.10. *Paneles superiores, densidad de probabilidad del estado del modo a y b en función del tiempo en unidades adimensionales. Panel inferior, densidad de probabilidad del estado simétrico (línea sólida roja) y antisimétrico (línea punteada azul) en función del tiempo en unidades adimensionales para una fase de $\phi = \pi/6$. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$. . . 42*
- 3.11. *Tiempos de vida del estado simétrico y antisimétrico en función de ϕ . 43*
- 3.12. *Espectros de transmisión (línea sólida azul) y reflexión (línea segmentada roja) de un fotón en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\Delta = 0$, b) $\Delta = 0, 1$, c) $\Delta = 0, 001$ y d) $\Delta = 0, 0001$. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$ y $\xi_0 = 1$ 45*
- 3.13. *Densidad de estados fotónica en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\Delta = 0$, b) $\Delta = 0, 1$, c) $\Delta = 0, 001$ y d) $\Delta = 0, 0001$. Los paneles a) y d) muestran acercamiento de la densidad de estados. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$ y $\xi_0 = 1$ 46*

3.14. *Densidad de probabilidad del estado simétrico (línea sólida roja) y antisimétrico (línea punteada azul) en función del tiempo en unidades adimensionales para a) $\Delta = 0,01$, b) $\Delta = 0,005$, c) $\Delta = 0,003$ y d) $\Delta = 0,001$. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0,2$ y $\xi_0 = 1$ 47*

Introducción

La nanofotónica es el campo de la ciencia y la tecnología que se dedica al estudio de la propagación del campo electromagnético, confinamiento y su interacción con la materia en sistemas nanoscópicos. En años recientes se ha despertado un gran interés en el estudio de las propiedades del transporte de un fotón en micro y nanosistemas por sus posibles aplicaciones en información cuántica, óptica cuántica, comunicación óptica, desarrollo de dispositivos cuánticos como el transistor fotónico y problemas fundamentales de la óptica cuántica.

En este contexto, nuestra propuesta está centrada en un sistema cuyo componente principal es un microresonador óptico del tipo *Whispering Gallery Resonator* (WGR). Estos dispositivos poseen dos características importantes, la primera es su alto factor de calidad Q [1] que se traduce en bajas pérdidas de luz en los microresonadores y la segunda un pequeño tamaño. Ambas características son relevantes para el estudio e implementación de nuevas aplicaciones basadas en dispositivos que contienen estas microcavidades ópticas. En los últimos años existe un gran avance en las técnicas de fabricación de microresonadores, los cuales se pueden encontrar en diversas geometrías tales como microesferas, discos, toroides y anillos [2]. Además, recientemente se ha reportado la fabricación de sistemas compuestos por varios microresonadores del tipo WGR [3]. Por otra parte, se han realizado varios estudios teóricos del transporte de un fotón basados en configuraciones que poseen WGRs. Algunos de ellos consisten en sistemas donde un WGRs interactúa con átomos de dos niveles [4], con puntos cuánticos [5], con átomos de tres niveles

que da como resultado un *switch* óptico [6], etc.

Nuestro interés principal es el estudio de los fenómenos de interferencia cuánticos, particularmente el efecto Fano [7]. Este efecto ha sido observado en numerosos sistemas y variadas áreas de la física tales como física del estado sólido, óptica, mecánica cuántica, etc. Además, su estudio ha generado no solo interesantes resultados teóricos, sino que también diversas aplicaciones como metamateriales [8], nanocavidades plasmónicas [9], transporte electrónico [10], etc. En el área de transporte de fotones el efecto Fano juegan un rol fundamental y se manifiesta como líneas asimétricas con un ancho de banda extremadamente delgado en los espectros de transmisión del fotón. Su estudio a llevado a desarrollar aplicaciones como detección y medición de nanopartículas [11, 12], biosensores [13], etc.

Nuestra línea de investigación está motivada no tan solo por los importantes avances teóricos en el estudio de transporte fotónico, sino que también por el desarrollo de dispositivos que permiten la manipulación de sistemas ópticos a nivel cuántico. Por estos motivos, esta tesis se enfocará en el estudio teórico del transporte de un fotón a través de una guía de onda unidimensional acoplada un anillo microresonador del tipo WGR. El objetivo principal es determinar las propiedades del transporte fotónico en función de los parámetros característicos del modelo.

A continuación, se presenta la organización de esta tesis. En el capítulo 1 se dan a conocer conceptos generales sobre campo electromagnético, microcavidades ópticas y efectos de interferencia cuánticos. En el capítulo 2 se exponen detalladamente los modelos teóricos en estudio. En el capítulo 3 se presentan los resultados obtenidos para las propiedades del transporte fotónico en los modelos estudiados. Finalmente, se exponen un resumen y las conclusiones de esta tesis.

Capítulo 1

Conceptos preliminares

1.1. Campo Electromagnético

La teoría cuántica modela la radiación como un conjunto infinito de osciladores armónicos, donde cada modo de campo de radiación es equivalente a un simple oscilador armónico cuantizado de vector de onda \mathbf{k} y frecuencia ω .

Por lo tanto, el Hamiltoniano para un campo electromagnético libre de múltiples modos queda expresado como la suma independiente de las energías de un oscilador armónico

$$\hat{H} = \sum_j \hat{H}_j = \sum_j \hbar\omega_j \left(\hat{c}_j^\dagger \hat{c}_j + \frac{1}{2} \right), \quad (1.1)$$

donde \hat{c}_j^\dagger y \hat{c}_j son los operadores de creación y aniquilación del modo j -ésimo de campo electromagnético, los cuales satisfacen las relaciones de conmutación

$$[\hat{c}_i, \hat{c}_j] = [\hat{c}_i^\dagger, \hat{c}_j^\dagger] = 0, \quad (1.2)$$

$$[\hat{c}_i, \hat{c}_j^\dagger] = \delta_{i,j}. \quad (1.3)$$

Se define

$$\hat{n}_j = \hat{c}_j^\dagger \hat{c}_j, \quad (1.4)$$

como el operador de número de fotones asociado al modo j -ésimo de radiación.

Al reescribir el Hamiltoniano en función de \hat{n}_j resulta

$$\hat{H} = \sum_j \hbar\omega_j \left(\hat{n}_j + \frac{1}{2} \right). \quad (1.5)$$

Cada uno de los modos del sistema es independiente del otro, además a cada uno de ellos se les puede asociar una base de estados de número de fotones $\{|n_j\rangle\}$.

Se define un autoestado de energía $|n_j\rangle$ de \hat{H}_j por medio de la ecuación de autovalores

$$\hat{H}_j |n_j\rangle = \hbar\omega_j \left(\hat{n}_j + \frac{1}{2} \right) |n_j\rangle. \quad (1.6)$$

En general, un autoestado para Hamiltoniano de un campo de múltiples modos puede tener n_1 fotones en el primer modo, n_2 fotones en el segundo modo y n_j fotones en el j -ésimo modo. Por lo tanto, un estado de número de fotón de múltiples modos es el producto de los estados de número de todos los modos del campo

$$|n_1\rangle|n_2\rangle|n_3\rangle \dots \equiv |n_1, n_2, n_3 \dots\rangle \equiv |\{n_j\}\rangle. \quad (1.7)$$

Con la ecuación anterior es posible definir la ecuación de autovalores para el campo de múltiples modos, siendo

$$\hat{H}|\{n_j\}\rangle = E|\{n_j\}\rangle. \quad (1.8)$$

Estos estados de número satisfacen la relación de ortogonalidad

$$\langle n_1, n_2 \dots | n'_1, n'_2, \dots \rangle = \delta_{n_1 n'_1} \delta_{n_2 n'_2} \dots \quad (1.9)$$

Los operadores de aniquilación y creación \hat{c}_j y \hat{c}_j^\dagger sólo actúan sobre el estado de número del modo j -ésimo, de manera que

$$\hat{c}_j |n_1, n_2, \dots, n_j \dots\rangle = \sqrt{n_j} |n_1, n_2, \dots, n_j - 1 \dots\rangle, \quad (1.10)$$

$$\hat{c}_j^\dagger |n_1, n_2, \dots, n_j \dots\rangle = \sqrt{n_j + 1} |n_1, n_2, \dots, n_j + 1 \dots\rangle. \quad (1.11)$$

El estado fundamental del campo de múltiples modos es denotado por

$$|\{0\}\rangle = |0_1, 0_2, \dots, 0_j \dots\rangle, \quad (1.12)$$

donde, para todo j

$$\hat{c}_j|\{0\}\rangle = 0. \quad (1.13)$$

Todo estado de número puede ser generado desde el estado fundamental a través de sucesivas aplicaciones del operador de creación

$$|\{n_j\}\rangle = \prod_j \frac{(\hat{c}_j^\dagger)^{n_j}}{\sqrt{n_j!}}|\{0\}\rangle, \quad (1.14)$$

[14, 15].

1.2. Microcavidades ópticas

Una microcavidad óptica o microresonador es un dispositivo construido a una escala de longitud micrométrica, capaz de acumular y almacenar luz por largos periodos de tiempo. Esto es posible debido a un confinamiento espacial a volúmenes muy pequeños, a través de diferentes procesos. Una cavidad ideal podría confinar luz indefinidamente y tener valores de resonancia precisos. Una adaptación real de esta condición ideal esta descrito por el factor de calidad Q , el cual es proporcional al tiempo de confinamiento en unidades de periodos ópticos [16].

En la actualidad existe un gran avance en la fabricación de estos microresonadores y se pueden encontrar en diversas geometrías tales como esferas, discos, toroides, anillos, pilares, etc. En general, las micro-cavidades pueden ser clasificadas a través de sus variadas características como factor de calidad Q , volumen V , geometría y tipo de confinamiento. Una tabla resumen mostrada en la Fig. 1.1 organiza las microcavidades por columnas de acuerdo al método de confinamiento y por filas de acuerdo con su factor de calidad, específicamente si es alto o ultra alto [2]. Además, para algunos casos muestra el volumen característico V .

La siguiente sección se referirá a un tipo específico de microresonador, los *whispering gallery resonator*. Aquí, se describirá el proceso de confinamiento de la luz y sus características más relevantes.

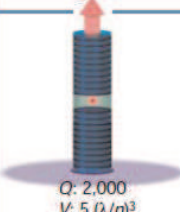
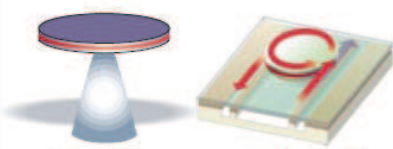
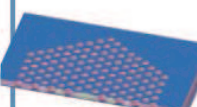
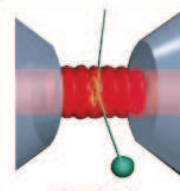
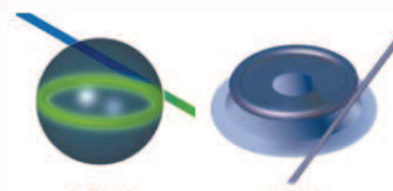
	Fabry-Perot	Whispering gallery	Photonic crystal
High Q	 <p>Q: 2,000 V: $5 (\lambda/n)^3$</p>	 <p>Q: 12,000 V: $6 (\lambda/n)^3$</p> <p>Q_{WV}: 7,000 Q_{PbV}: 1.3×10^5</p>	 <p>Q: 13,000 V: $1.2 (\lambda/n)^3$</p>
Ultrahigh Q	 <p>F: 4.8×10^5 V: $1,690 \mu\text{m}^3$</p>	 <p>Q: 8×10^9 V: $3,000 \mu\text{m}^3$</p> <p>Q: 10^8</p>	

Figura 1.1: Clasificación de microresonadores ópticos

1.2.1. Whispering gallery resonator

Las microcavidades ópticas del tipo *Whispering Gallery Resonator* (WGR) deben su nombre en inglés al efecto acústico que se produce en la primera de tres galerías circulares ubicada en el domo de la catedral de St. Paul's, Londres. El sonido producido en un punto se refleja a lo largo de la cámara y puede ser escuchado perfectamente en otro punto diametralmente opuesto. El efecto es causado por los muros circulares y lisos de las galerías que guían las ondas sonoras a través de la superficie con una gran eficiencia. Es decir, cuando las ondas sonoras se propagan pierden muy poca energía y pueden ser escuchadas a una gran distancia. Los modos acústicos que soporta la galería fueron estudiados por primera vez por Lord Rayleigh en 1910 [17]. Más tarde, en 1939 Richtmyer describe por primera vez de forma analítica este tipo de modos como modos electromagnéticos de una esfera dieléctrica [18].

Los WGRs son estructuras que confinan ondas ondas electromagnéticas por una reflexión total interna e interferencia. Si la luz se propaga como un número

entero de longitudes de onda, es decir cuando la onda viaja dentro del resonador regresa al mismo punto con la misma fase, las ondas interfieren constructivamente produciendo ondas estacionarias. Este empalme entre la frecuencia de propagación de la onda y la circunferencia es llamado resonancia o modo de un whispering gallery (WGM).

1.3. Efecto Fano

La nanotecnología ha permitido la reducción de la escala de varios dispositivos importantes tales como sensores, fibras y chips. Esto a llevado a una gran perspectiva para la implementación de nuevas aplicaciones. A menudo estos sistemas consideran la propagación de ondas a través de diferentes caminos que en consecuencia resultan en fenómenos de interferencia. Un ejemplo de este fenómeno fue observado por primera vez en las líneas espectrales de Rydberg de los átomos de hidrógeno como líneas asimétricas.

Fue Fano [7] el primero que dio una explicación teórica y sugirió una formula para explicar las formas de líneas asimétricas a través del principio de superposición cuántica. Él consideró un acoplamiento entre un estado discreto de un canal con un conjunto de estados de un continuo, cuando dos estado se acoplan por diferentes caminos dan lugar al fenómeno de interferencia cuántico, ver Fig. 1.2 superior. La forma la de Fano es

$$T(\epsilon) \propto \frac{(\epsilon + q)^2}{\epsilon^2 + 1} \quad (1.15)$$

donde q es el parámetro fenomenológico de quiebre de simetría. En el límite cuando $|q| \rightarrow \infty$ se obtiene un perfil Lorentziano de una resonancia Breit-Wigner. Cuando el parámetro de asimetría es del orden de la unidad resulta en un perfil de línea asimétrico. En el caso cuando $q = 0$ describe un perfil simétrico llamado anti-resonancia, ver Fig 1.2 inferior. Sistemas con microcavidades ópticas son de gran interés por sus diversas aplicaciones, muchos de estos sistemas están compuestos

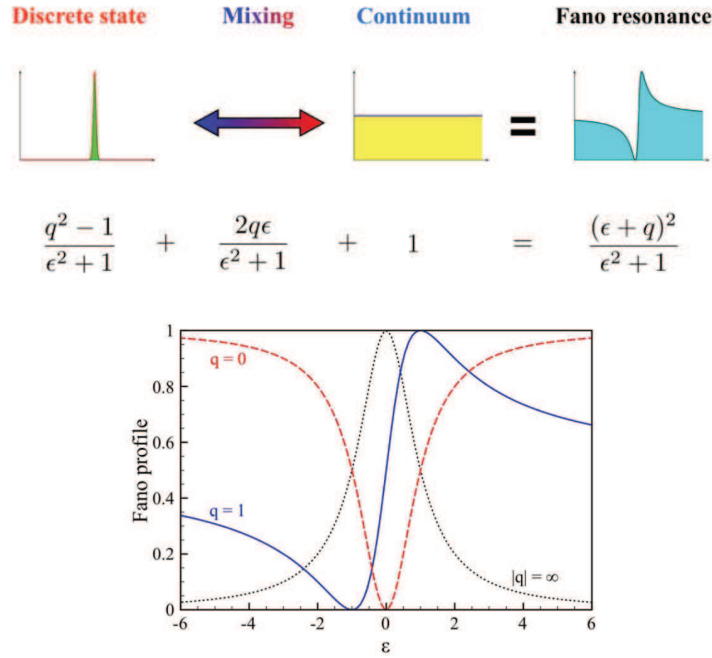


Figura 1.2: *Figura superior, ilustración de fórmula de Fano como una superposición de una Lorentziana y un continuo. Figura inferior, perfiles Fano para varios valores del parámetro de asimetría q .*

por una o muchas cavidades acopladas a una guía de ondas. Este tipo de sistemas pueden exhibir resonancias Fano con altos factores de calidad debido a los posibles caminos que posee la luz para el transporte, los cuales pueden ser usados para modulaciones ópticas y switches. En general, los sistemas guía de onda-cavidad se pueden encontrar en dos geometrías básicas, ver Fig. 1.3. La primera de ellas es un acoplamiento directo de una guía de ondas una cavidad, la segunda es un acoplamiento lateral a una microcavidad de un modo. Tales estructuras se pueden sintonizar agregando cavidades o usando un campo de control externo. Las estructuras con configuración guía de onda-cavidad despiertan interés por su simplicidad y por las posibles propiedades basadas en los conceptos de resonancias Fano.

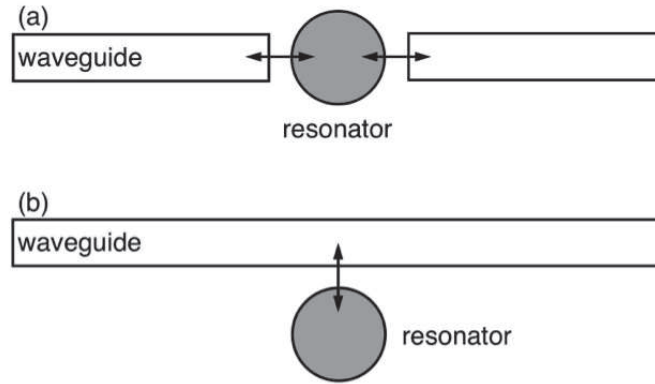


Figura 1.3: a) Configuración guía de onda directamente acoplada a una cavidad y b) acoplada lateralmente a una cavidad.

1.4. Efecto Dicke

El efecto Dicke original fue predicho en 1953 por Dicke [20] y es generalmente conocido en óptica cuántica como el decaimiento espontáneo colectivo de un conjunto coherente de un gran número de átomos radiando. Dicke también predijo que el efecto está relacionado con el angostamiento de las líneas espectrales de los átomos radiando debido a colisiones, ver Fig. 1.4 .

El efecto Dicke puede ser explicado a través de un sistema de dos átomos interactuando vía un campo común de fotones. La emisión espontánea de un átomo simple se produce cuando el estado excitado del átomo decae exponencialmente a una velocidad Γ y las líneas espectrales en el espacio de frecuencias presentan una forma de línea de Lorentziana con ancho $\Gamma/2$. En un sistema de dos átomos cercanos irradian espontáneamente un fotón al ambiente, donde las longitud de onda de los fotones son mucho más grande que la separación de los átomos. Dichos fotones sólo pueden interactuar a través de un campo electromagnético presente. En este sistema, los decaimientos se dividen en un canal lento y rápido, llamados

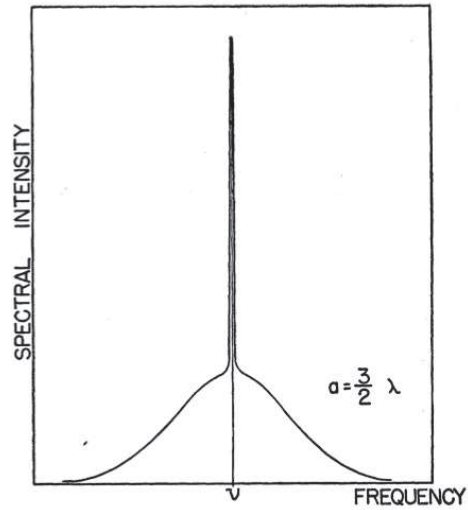


Figura 1.4: *Ensanchamiento de línea Doppler de un gas en una caja unidimensional*

subradiante y superradiante [19].

Es posible observar esto en los espectros de luminiscencia que se caracterizan por dos formas de línea, una línea muy delgada y otra de ancha. La primera indica un largo periodo de vida asociado al estado, llamado estado subradiante. La segunda un corto periodo de vida del estado, llamado estado superradiante. La forma de línea indica que el estado subradiante está débilmente acoplado al campo electromagnético. Mientras el estado superradiante se encuentra acoplado fuertemente.

Capítulo 2

Modelos

En este capítulo se presentan dos modelos de interés para el estudio de las propiedades del transporte fotónico en microresonadores ópticos del tipo WGR. Cada modelo será analizado en dos secciones principales. En la primera de ellas, cada sistema será estudiado cuando se encuentra en estado estacionario, donde se presenta detalladamente la metodología utilizada para obtener una expresión analítica de la transmisión, reflexión y densidad de estados fotónica. Dichos factores son fundamentales para estudiar las propiedades del transporte fotónico en ambos sistemas. En la segunda sección se presenta el análisis para describir la dinámica de evolución temporal de un paquete de onda Gaussiano que se propaga en cada uno de los sistemas.

2.1. Modelo de WGR con rugosidad

El sistema en estudio está compuesto por una guía de onda unidimensional conformada por un arreglo de cavidades acopladas (CRW) [21, 22], la cual se encuentra acoplada lateralmente a un anillo microresonador del tipo WGR. Un esquema de la configuración del sistema es mostrado en la Fig. 2.1.

El microresonador posee dos modos de campo electromagnético que se propagan

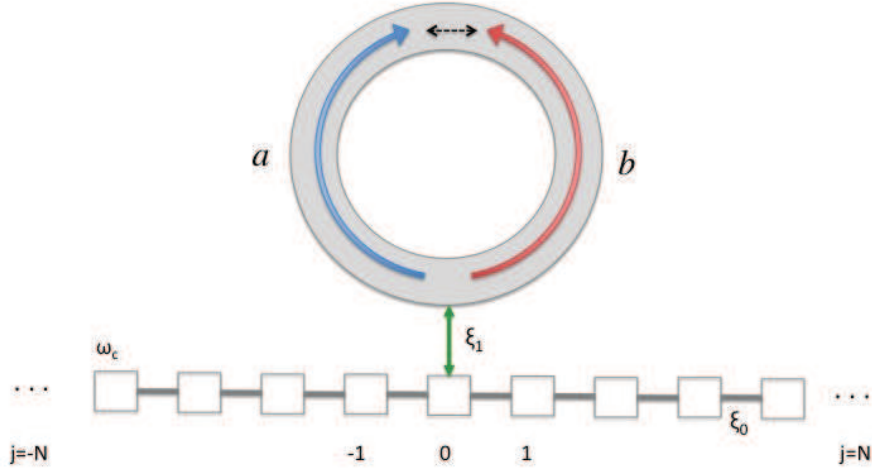


Figura 2.1: *Esquema general del sistema óptico.*

en direcciones opuestas, cada modo es denotados en la Fig. 2.1 con una flecha sólida roja y azul. El modo a tiene dirección de propagación en el sentido horario y el modo b en el sentido anti-horario, con frecuencias de circulación ω_a y ω_b , respectivamente. Para este modelo se considera que los modos en el anillo son degenerados, por lo tanto $\omega_a = \omega_b = \omega_{ab}$. Además, se considera que los modos a y b se encuentran acoplados por el parámetro t_{ab} , el cual depende de una constante real y una fase. Este tipo de acoplamiento se genera por la presencia de rugosidades en la superficie de los microresonadores, donde la existencia de estas imperfecciones son una característica de los dispositivos fabricados [23].

El fotón incide desde la izquierda y se transfiere a través de la guía de onda por saltos coherentes a lo largo del arreglo de cavidades acopladas. Cada cavidad interactúa solo con su vecino cercano, siendo ξ_0 la energía de salto entre dos cavidades de vecinos cercanos asumida idéntica para todas las cavidades en la guía de onda. Bajo estas consideraciones es posible describir la transferencia del fotón por un modelo de ligaduras fuertes en términos de los operadores bosónicos de creación y aniquilación de los modos localizados en la j -ésima cavidad [24]. Cuando el fotón se localiza en la cavidad $j=0$ puede interactuar con ambos modos del microresonador,

siendo la energía de salto entre la guía de onda y el microresonador ξ_1 .

El sistema esta representado por un Hamiltoniano de ligaduras fuertes que describe la propagación del fotón en la guía de onda y la interacción del sitio cero con los modos del microresonador H_p , más un Hamiltoniano que describe los modos de campo electromagnético en el microresonador y la interacción entre ambos H_W . Por lo tanto, el Hamiltoniano total del sistema se define como

$$H = H_p + H_W, \quad (2.1)$$

donde

$$H_p = \omega_c \sum_j \hat{c}_j^\dagger \hat{c}_j - \xi_0 \sum_j (\hat{c}_j^\dagger \hat{c}_{j+1} + \hat{c}_{j+1}^\dagger \hat{c}_j) \quad (2.2)$$

$$- \xi_1 (\hat{c}_0^\dagger \hat{a} + \hat{c}_0 \hat{a}^\dagger + \hat{c}_0^\dagger \hat{b} + \hat{c}_0 \hat{b}^\dagger),$$

$$H_W = \omega_{ab} (\hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{b}^\dagger \hat{b}) + t_{ab} (e^{i\phi} \hat{a}^\dagger \hat{b} + e^{-i\phi} \hat{b}^\dagger \hat{a}). \quad (2.3)$$

\hat{c}_j^\dagger y \hat{c}_j son los operadores bosónicos de creación y aniquilación de modo de campo electromagnético en la j -ésima cavidad de la guía de onda. \hat{a}_j (\hat{a}_j^\dagger) y \hat{b}_j (\hat{b}_j^\dagger) representan los operadores de creación (aniquilación) de los modos a y b en el microresonador, respectivamente. ω_c , ω_a y ω_b representan las frecuencias de circulación en la guía de onda, en el modo a y b del anillo, respectivamente.

2.1.1. Estado estacionario

El estado estacionario propuesto para el Hamiltoniano esta dado por

$$|E\rangle = \sum_j u_j^k \hat{c}_j^\dagger |0\rangle + u_a \hat{a}^\dagger |0\rangle + u_b \hat{b}^\dagger |0\rangle, \quad (2.4)$$

donde u_j^k , u_a y u_b representan la amplitud de probabilidad de encontrar el fotón en la j -ésima cavidad de la guía de onda y en el modo a y b del microresonador, respectivamente. El estado $|0\rangle$ denota que no existe fotón tanto en la guía de onda, como en el micro-resonador y corresponde al estado vacío

$$|0\rangle = |0_{-N}, 0_{-N+1}, \dots, 0_0, 0_a, 0_b, \dots, 0_{N-1}, 0_N\rangle. \quad (2.5)$$

El fotón incide desde el lado izquierdo con una auto-energía E , que obedece la relación de dispersión

$$E = \omega_c - 2 \xi_0 \cos k. \quad (2.6)$$

Luego, resolviendo la ecuación de auto-valores $H|E\rangle = E|E\rangle$ se obtiene las siguientes ecuaciones de movimiento

$$E u_j^k = \omega_c u_k(j) - \xi_0(u_{j+1}^k + u_{j-1}^k) - \xi_1(u_a + u_b) \delta_{j,0}, \quad (2.7)$$

$$E u_a = -\xi_1 u_0^k + \omega_{ab} u_a + t_{ab} e^{i\phi} u_b, \quad (2.8)$$

$$E u_b = -\xi_1 u_0^k + \omega_{ab} u_b + t_{ab} e^{-i\phi} u_a. \quad (2.9)$$

Al reducir este sistema de ecuaciones da como resultado la ecuación discreta de dispersión

$$(\omega_c - E - V(j))u_j^k = \xi_0(u_{j+1}^k + u_{j-1}^k), \quad (2.10)$$

donde

$$V(j) = \frac{2 \xi_1^2 (\omega_{ab} - E - t_{ab} \cos \phi)}{(\omega_{ab} - E)^2 - t_{ab}^2} \delta_{j,0}. \quad (2.11)$$

Se asume una solución donde el fotón está descrito por una onda plana incidente desde la izquierda con amplitud unitaria, amplitud de reflexión r y transmisión t . Por lo tanto, para todo $j \neq 0$ la solución puede ser escrita como

$$u_j^k = \begin{cases} e^{-ikj} + r e^{-ikj}, & j < 0, \\ t e^{-ikj}, & j > 0. \end{cases} \quad (2.12)$$

La condición de continuidad del sistema

$$u_{0+} = u_{0-}, \quad (2.13)$$

asegura que la amplitud de probabilidad de encontrar el fotón en la cavidad cero debe ser equivalente cuando se evalúa la ecuación de dispersión 2.10 tanto por la izquierda $j = -1$, como por la derecha $j = 1$. Resultando

$$t = r + 1. \quad (2.14)$$

Usando la Ec. 2.10 evaluada en $j=0$

$$(\omega_c - E - V(0)) u_0^k = \xi_0 (u_1^k + u_{-1}^k), \quad (2.15)$$

las Ecs. 2.12 y 2.14 se obtiene las amplitudes de transmisión y reflexión

$$t = \frac{2 \xi_0 i \sin k}{2 \xi_0 i \sin k - V(0)}, \quad (2.16)$$

$$r = \frac{V(0)}{2 \xi_0 i \sin k - V(0)}. \quad (2.17)$$

La expresión analítica para el coeficiente de transmisión, esta dada por

$$T = |t|^2 = \frac{4 \xi_0^2 \sin^2 k}{4 \xi_0^2 \sin^2 k + V(0)^2}. \quad (2.18)$$

Por otra parte, la densidad fotónica de estados del sistema se puede determinar como

$$DOS = |u_a|^2 + |u_b|^2, \quad (2.19)$$

dando como resultado

$$DOS = 2 \xi_1^2 \left(\frac{4 \xi_0^2 \sin^2 k ((\omega_{ab} - E)^2 - t_{ab}^2)^2}{4 \xi_0^2 \sin^2 k ((\omega_{ab} - E)^2 - t_{ab}^2)^2 + (2 \xi_1^2 (\omega_{ab} - E - t_{ab} \cos \phi)^2)} \right) \times \left(\frac{(\omega_{ab} - E)^2 - 2 t_{ab} \cos \phi (\omega_{ab} - E) + t_{ab}^2}{((\omega_{ab} - E)^2 - t_{ab}^2)^2} \right). \quad (2.20)$$

2.1.2. Dinámica de evolución temporal

En esta sección se explicará la metodología para desarrollar la dinámica de evolución temporal de un paquete de ondas Gaussiano que viaja a través del modelo.

El objetivo principal es resolver numéricamente la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo

$$i \hbar \frac{d}{dt} |\psi(x, t)\rangle = H |\psi(x, t)\rangle. \quad (2.21)$$

La condición inicial que se propone tiene la siguiente forma

$$\psi(x, 0) = \frac{1}{\sqrt{\sigma} \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} e^{ik_0 x}, \quad (2.22)$$

donde σ es el ancho efectivo del paquete de ondas Gaussiano, el cual se encuentra centrado a la izquierda de la zona de dispersión en la posición $x = x_0$ del espacio real y se propaga hacia la derecha con momento $\hbar k_0$.

El método a utilizar para la resolución de esta ecuación es por medio de su programación en Matlab, determinando su solución numérica a través del método iterativo Runge-Kutta de cuarto orden.

Al modelar numéricamente la dinámica de este paquete de ondas, se puede analizar el efecto que causa la zona de dispersión sobre el pulso inicial. Específicamente, interesa estudiar el efecto que produce la presencia de interacción entre los modos a y b , la cual es inducido por la rugosidad del dispositivo, sobre la evolución temporal del paquete de onda. Por lo tanto, se debe llevar el sistema a una representación conveniente para obtener dicha información.

El cuadro de interacción es la representación adecuada para describir el modelo. Aquí, los vectores estado y los operadores cambian en el tiempo, pero la evolución temporal es gobernada por diferentes porciones del Hamiltoniano. En general, en los sistemas físicos donde ocurre interacción el Hamiltoniano estará compuesto por la suma de un Hamiltoniano no perturbado H_0 y un Hamiltoniano de interacción V , es decir

$$H = H_0 + V. \quad (2.23)$$

En esta representación la dinámica asociada con la evolución desacoplada, es decir a H_0 , está contenida en los operadores y la dependencia temporal debido a la interacción se encuentra en los vectores estados.

Así, se define la Ec. (2.21) en el cuadro de interacción como

$$i \hbar \frac{d}{dt} |\psi^I(x, t)\rangle = H^I |\psi^I(x, t)\rangle, \quad (2.24)$$

donde

$$H^I = U_0^\dagger(t) V U_0(t). \quad (2.25)$$

H^I es el Hamiltoniano en esta representación y U_0 es el operador evolución temporal

$$U_0(t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} H_0 t\right). \quad (2.26)$$

Ahora es necesario representar el Hamiltoniano en el cuadro de interacción, para esto se debe reescribir la Ec. (2.1) como

$$H_0 = \omega_c \sum_j \hat{c}_j^\dagger \hat{c}_j + \omega_{ab} (\hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{b}^\dagger \hat{b}), \quad (2.27a)$$

$$V = -\xi_0 \sum_j (\hat{c}_j^\dagger \hat{c}_{j+1} + \hat{c}_{j+1}^\dagger \hat{c}_j) - \xi_1 (\hat{c}_0^\dagger \hat{a} + \hat{c}_0 \hat{a}^\dagger + \hat{c}_0^\dagger \hat{b} + \hat{c}_0 \hat{b}^\dagger) \\ + t_{ab} (e^{i\phi} \hat{a}^\dagger \hat{b} + e^{-i\phi} \hat{b}^\dagger \hat{a}). \quad (2.27b)$$

Aplicando la Ec. (2.25), utilizando el lema Baker-Hausdorff

$$e^{\alpha A} B e^{-\alpha A} = B + \alpha [A, B] + \frac{\alpha^2}{2!} [A, [A, B]] + \dots \quad (2.28)$$

y usando las relaciones de conmutación definidas en las Ecs. 1.2 y 1.3, se obtiene

$$H^I = -\xi_0 \sum_j (\hat{c}_j^\dagger \hat{c}_{j+1} + \hat{c}_{j+1}^\dagger \hat{c}_j) - (\omega_{ab} - \omega_c) \hat{c}_0^\dagger \hat{c}_0 \\ - \xi_1 \left(\hat{c}_0 (\hat{a} + \hat{b})^\dagger + \hat{c}_0^\dagger (\hat{a} + \hat{b}) \right) + t_{ab} (e^{i\phi} \hat{a}^\dagger \hat{b} + e^{-i\phi} \hat{b}^\dagger \hat{a}). \quad (2.29)$$

Para resolver numéricamente la Ec. (2.24) es necesario expresar H^I de forma matricial en una base adecuada. Por lo tanto, se define la base de los modos del sistema como

$$\{|-N\rangle, |-N+1\rangle, \dots, |\tilde{0}\rangle, |a\rangle, |b\rangle, \dots, |N-1\rangle, |N\rangle\} \quad (2.30)$$

Definida la matriz Hamiltoniana en el cuadro de interacción, la condición inicial y la metodología, se desarrolla la dinámica de evolución temporal cuyos detalles serán mostrados en el Cap. 3.

2.2. Modelo de WGR con quiebre de degeneración

El segundo sistema en estudio es un caso particular del primer modelo presentado. Se utiliza un método análogo tanto para el análisis del sistema en estado estacionario, como para el desarrollo de la dinámica de evolución temporal de un paquete de ondas Gaussiano.

En este modelo se considera que los modos de campo electromagnético en el microresonador no son degenerados, por lo tanto la frecuencias de circulación del modo a y b son

$$\omega_a = \omega_{ab} + \Delta, \quad (2.31)$$

$$\omega_b = \omega_{ab} - \Delta, \quad (2.32)$$

donde Δ es el parámetro de quiebre de degeneración de ambos modos. Además, se considera que no existe acoplamiento entre los modos del microresonador, es decir $t_{ab} = 0$. Por lo tanto el Hamiltoniano del sistema es

$$\begin{aligned} H = & \omega_c \sum_j \hat{c}_j^\dagger \hat{c}_j - \xi_0 \sum_j (\hat{c}_j^\dagger \hat{c}_{j+1} + \hat{c}_{j+1}^\dagger \hat{c}_j) - \xi_1 (\hat{c}_0^\dagger \hat{a} + \hat{c}_0 \hat{a}^\dagger + \hat{c}_0^\dagger \hat{b} + \hat{c}_0 \hat{b}^\dagger), \\ & + (\omega_{ab} + \Delta) \hat{a}^\dagger \hat{a} + (\omega_{ab} - \Delta) \hat{b}^\dagger \hat{b}. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Cada parámetro de esta ecuación fue definido en la Sección (2.1).

2.2.1. Estado estacionario

El análisis del sistema en estado estacionario será el análogo al presentado de forma detallada en la sección (2.1.1). Por lo tanto, esta sección se presentan solo las ecuaciones más relevantes, omitiendo consideraciones ya explicada en la sección anterior.

Al resolver la ecuación de auto-valores con el estado estacionario propuesto en la Ec. (2.4) y el Hamiltoniano del modelo Ec.(2.33), se obtiene las siguientes ecuaciones de movimiento del sistema

$$(\omega_c - E) u_j^k = \xi_0(u_{j+1}^k + u_{j-1}^k) - \xi_1(u_a + u_b) \delta_{j,0}, \quad (2.34)$$

$$(\omega_{ab} + \Delta - E) u_a = -\xi_1 u_0^k, \quad (2.35)$$

$$(\omega_{ab} - \Delta - E) u_b = -\xi_1 u_0^k. \quad (2.36)$$

Al reducir el sistema, asumir la solución Ec. (2.12) y considerar la condición de continuidad se obtiene la expresión analítica para el coeficiente de transmisión, dado por

$$T = |t|^2 = \frac{4 \xi_0^2 \sin^2 k^2}{4 \xi_0^2 \sin^2 k^2 + V(0)^2}, \quad (2.37)$$

donde

$$V(0) = \frac{2 \xi_1^2 (\omega_{ab} - E)}{(\omega_{ab} - E)^2 - \Delta^2}. \quad (2.38)$$

Además, se obtiene la densidad de estados del sistema resultando

$$\begin{aligned} DOS &= \xi_1^2 \left(\frac{4 \xi_0^2 \sin^2 k^2 ((\omega_{ab} - E)^2 - \Delta^2)^2}{4 \xi_0^2 \sin^2 k^2 ((\omega_{ab} - E)^2 - \Delta^2)^2 + (2 \xi_1^2 (\omega_{ab} - E))^2} \right) \\ &\times \left(\frac{1}{(\omega_{ab} + \Delta - E)^2} + \frac{1}{(\omega_{ab} - \Delta - E)^2} \right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

2.2.2. Dinámica de evolución temporal

El objetivo de modelar la dinámica de evolución temporal para este sistema es analizar el efecto que produce el quiebre de degeneración de los modos del

Capítulo 3

Resultados

En este capítulo se estudiarán las propiedades teóricas del transporte coherente de un fotón en una guía de onda acoplada a un anillo microresonador. Dichas propiedades serán estudiadas en ambos sistemas de interés, los cuales fueron planteados detalladamente en el capítulo anterior.

En primer lugar, se analizarán los espectros de transmisión y reflexión para valores específicos de los parámetros característicos de cada sistema. En estas curvas podremos apreciar la presencia de efectos de interferencia cuánticos como el efecto Fano, los cuales serán complementados con el análisis de las curvas de densidad de estados.

En segundo lugar, se mostrará la evolución temporal del paquete de onda Gaussiano que viaja a través de ambos sistemas. Se analizará de que manera afecta las características de cada resonador en la dispersión y posterior evolución del paquete de ondas.

Finalmente, con estos resultados podremos determinar si existen propiedades y/o características en cada sistema para el control y manipulación de luz-materia.

3.1. Modelo de WGR con rugosidad

3.1.1. Transmisión y reflexión

En la sección (2.1.1) se determinó el coeficiente de transmisión Ec. (2.18) para el sistema en estado estacionario. Con dicha ecuación, se obtiene las condiciones que debe cumplir la energía del fotón incidente para que ocurra transmisión perfecta y reflexión perfecta en el sistema. Cuando el valor de la energía es

$$E = \omega_{ab} \pm t_{ab}, \quad (3.1)$$

el coeficiente de transmisión es cero y el fotón es completamente reflejado. En el caso opuesto, cuando los valores de la energía son

$$E = \omega_{ab} - t_{ab} \cos(\phi), \quad (3.2)$$

se cumple que el coeficiente de transmisión es uno y el fotón es completamente transmitido. El cero en la transmisión es una consecuencia de la interferencia cuántica destructiva que se produce entre los diferentes caminos posibles para el transporte del fotón. Cuando la transmisión es máxima se produce interferencia cuántica constructiva.

Los autovalores del microresonador aislado corresponderían a las energías de ligadura y antiligadura. El estado ligado es el estado de menor energía y el estado antiligado el de mayor energía, las cuales son $E_- = \omega_{ab} - t_{ab}$ y $E_+ = \omega_{ab} + t_{ab}$, respectivamente. Es posible distinguir que las energías de ligadura y antiligadura coinciden con las energías donde se produce interferencia cuántica destructiva, Ec. 3.1.

A continuación, en la Fig. 3.1 se muestran los espectros de transmisión y reflexión del fotón en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para las fases $\phi = 0$, $\phi = \pi/10$, $\phi = \pi/2$ y $\phi = \pi$. Los valores de los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$ y $t_{ab} = 0, 1$. Las fases fueron escogidas de manera que se puede apreciar un cambio en la forma y características de los espectros.

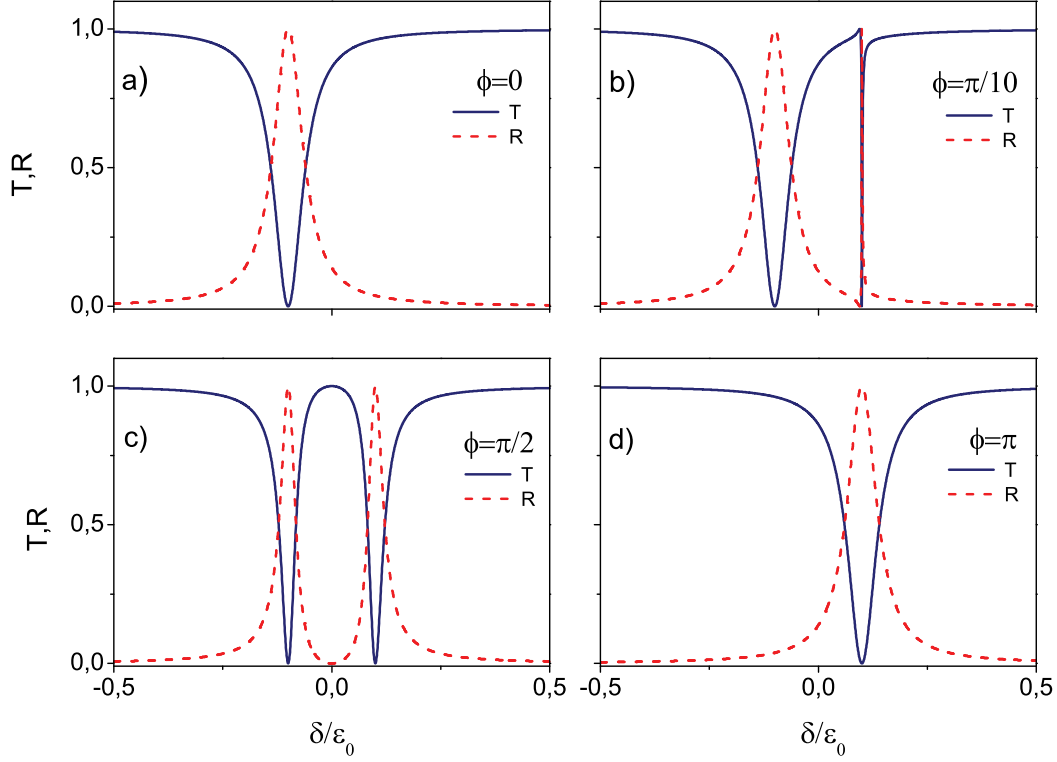


Figura 3.1: *Espectros de transmisión (línea sólida azul) y reflexión (línea segmentada roja) de un fotón en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\phi = 0$, b) $\phi = \pi/10$, c) $\phi = \pi/2$ y d) $\phi = \pi$. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.*

En la Fig. 3.1(a) se obtiene un espectro de transmisión con antiresonancia Fano centrada en la energía de ligadura $\delta = -t_{ab}$. Este caso representa un sistema donde el acoplamiento entre los modos del microresonador se reduce a una constante real y el sistema es completamente simétrico. En la Fig. 3.1(b) el espectro de transmisión muestra un perfil tipo Fano asimétrico en la energía de antiligadura $\delta = t_{ab}$ y se mantiene la antiresonancia centrada en la energía de ligadura. En general, este perfil Fano asimétrico se forma desde valores cercanos a $\phi = 0$ hasta valores cercanos a $\phi = \pi/2$, es decir en el intervalo $0 < \phi < \pi/2$. La transmisión en

la Fig. 3.1(c) posee dos antiresonancias simétricas centradas en $\delta = \pm t_{ab}$. Luego, cuando la fase toma valores en el intervalo $\pi/2 < \phi < \pi$, nuevamente se forma el perfil Fano asimétrico, ahora en torno a la energía $\delta = -t_{ab}$. En la Fig. 3.1(d) la antiresonancia asimétrica desaparece y el espectro de transmisión posee una única antiresonancia centrada $\delta = t_{ab}$.

La siguiente figura muestra un acercamiento del espectro de transmisión del fotón en la zona donde se producen los perfiles asimétricos Fano. El objetivo es estudiar el efecto que produce el cambio de los valores de la fase en la características de los perfiles.

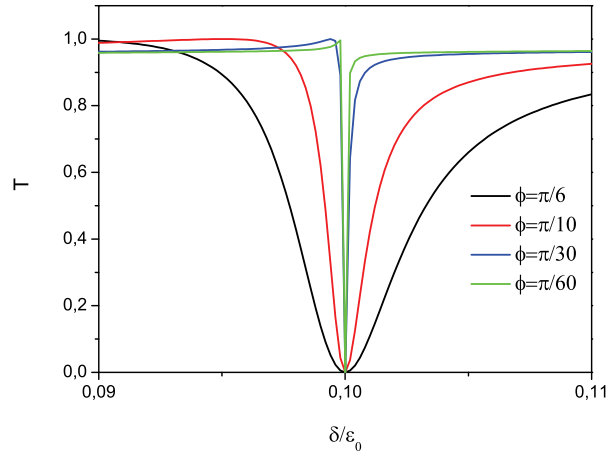


Figura 3.2: *Espectro de transmisión del fotón en función $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$, para $\phi = \pi/6$ (línea negra), $\phi = \pi/10$ (línea roja), $\phi = \pi/30$ (línea azul) y $\phi = \pi/60$ (línea verde). Los parámetros son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0,2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0,1$.*

La Fig. 3.2 es el espectro de transmisión del fotón en función $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$, para valores de la fase comprendidos en el intervalo $0 < \phi < \pi/2$. Ahora, es posible distinguir que para valores de la fase cercanos a cero este perfil tiene un ancho extremadamente delgado tendiendo a cero. Aquí, se forma un perfil Fano fuertemente asimétrico donde la interferencia constructiva y destructiva están muy

cerca. Caso contrario, cuando la fase tiene valores cercanos a $\pi/2$ el ancho de la resonancia asimétrica aumenta, produciendo que el máximo y mínimo del perfil se separen. En conclusión, existe una clara dependencia del ancho de las resonancias asimétricas con respecto a los valores de la fase.

3.1.2. Densidad de estados

Para estudiar los efectos de interferencia cuánticos, es necesario analizar y complementar los resultados anteriores con la densidad de estados. Los resultados que se muestran a continuación son la transmisión y densidad de estados en función de δ , para valores de $\phi = 0$ y $\phi = \pi/30$.

En la Fig. 3.3(c) cuando $\phi = 0$ se observa que la densidad de estados presenta una Lorentziana centrada en $\delta = t_{ab}$ y una curva tipo delta de Dirac en $\delta = t_{ab}$. Además, en Fig. 3.3(a) la curva de transmisión no posee resonancia en torno a la energía $\delta = t_{ab}$. En el caso de la Fig. 3.3(b) se observa un perfil Fano de ancho muy pequeño en la energía de antiligadura y la densidad de estado presenta una quasi delta de Dirac con máximo en $1,8 \times 10^4$.

El análisis de ambos casos indican que el estado de antiligadura se desacopla del continuo cuando $\phi = 0$ y no participa en la transmisión del fotón. En este caso, sólo el estado ligadura permanecería acoplado al continuo y sería responsable de la transmisión del fotón. El estado de antiligadura representa un estado oscuro o modo oscuro, también llamado en física de la materia condensada estado ligado en el continuo (BIC). El estado oscuro es evidenciado por la delta de Dirac que aparece en la densidad de estados, en consecuencia la resonancia tipo Fano posee un ancho cero y desaparece de los espectros de transmisión, este efecto es análogo al llamado *Ghost Fano* en una molécula doble punto cuántico [25, 26].

Cuando $\phi = \pi/50$, se rompe débilmente la simetría del sistema causando que el estado oscuro se acople al continuo y por lo tanto participe en la transmisión del

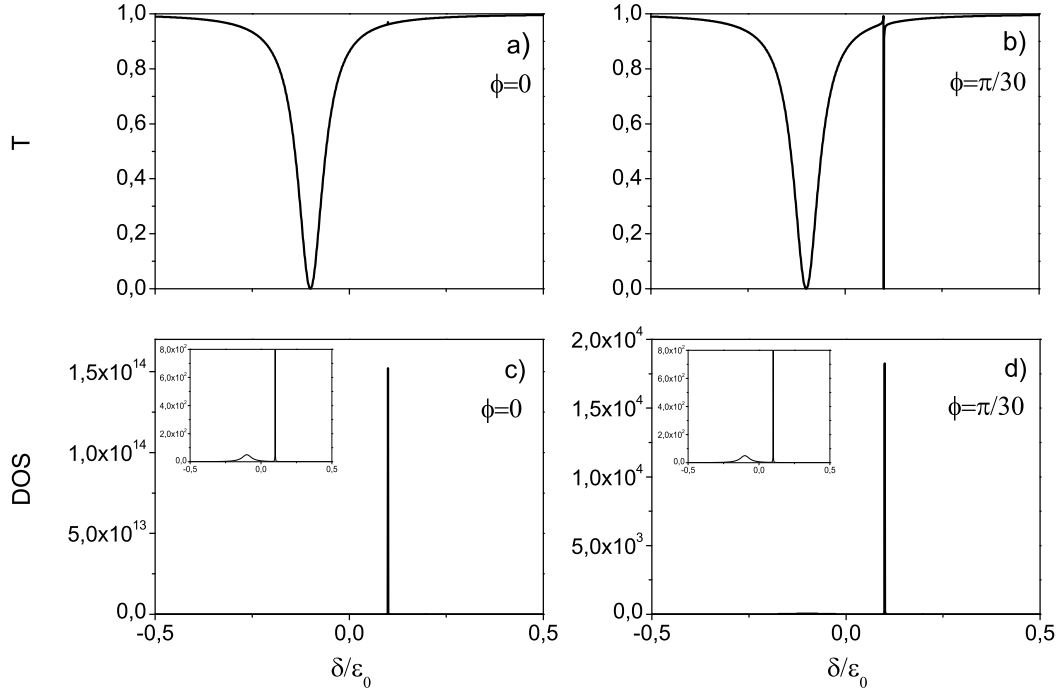


Figura 3.3: *Paneles superiores, espectro de transmisión en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\phi = 0$ y b) $\phi = \pi/30$. Paneles inferiores, densidad de estados en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para c) $\phi = 0$ y d) $\phi = \pi/30$, en la esquina superior izquierda se muestra un acercamiento a la zona central de la densidad de estados. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.*

fotón. Por este motivo se producen las delgadas antiresonancias asimétricas en el espectro de transmisión. Estas características son análogas al estado quasi- ligado en el continuo en física del estado sólido.

A continuación, se compara los casos mostrados en la Fig. 3.3 con la transmisión y densidad de estados en función de δ con fases $\phi = \pi/6$ y $\phi = \pi/2$.

La Fig. 3.4 (a) presenta una resonancia Fano asimétrica con ancho mayor que la observada en Fig. 3.3 (b). La diferencia en la forma de ambos perfiles puede ser apreciada con detalle en la Fig. 3.2. La densidad de estados para este caso Fig. 3.4 (c) presenta una Lorentziana con máximo en 1×10^2 en $\delta = t_{ab}$. Las características

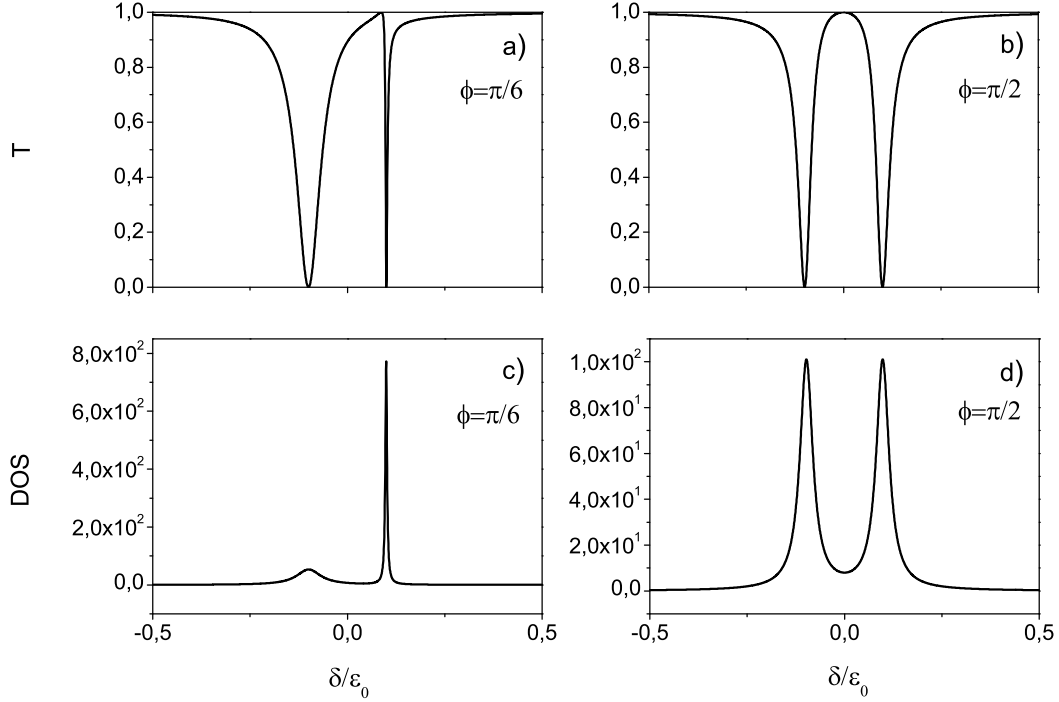


Figura 3.4: *Paneles superiores, espectro de transmisión en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\phi = \pi/6$ y b) $\phi = \pi/2$. Paneles inferiores, densidad de estados en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para c) $\phi = \pi/6$ y d) $\phi = \pi/2$. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.*

de la transmisión y densidad de estados también indican que existe un estado quasi-ligado en el continuo.

En la figura 3.4 (b) cuando $\phi = \pi/2$ no existen perfiles asimétricos y la densidad de estados Fig. 3.4 (c) posee dos Lorentzianas simétricas.

El ensanchamiento o angostamiento de la antiresonancia asimétrica en la transmisión se puede interpretar como un aumento o reducción del tiempo de vida del estado correspondiente. Específicamente, el tiempo de vida del estado es inversamente proporcional al ancho de la antiresonancia Γ , es decir $\tau = \hbar/\Gamma$.

Un estado ligado en el continuo tiene tiempo de vida infinito debido a que el

ancho del perfil Fano es cero. En un estado quasi-ligado el tiempo de vida del estado depende del ancho del perfil. Por lo tanto, el estado quasi-ligado que se forma en el caso $\phi = \pi/30$ posee un tiempo de vida más largo comparado con estado que se forma en el caso $\phi = \pi/6$.

El comportamiento de la densidad de estados puede ser explicado por la interferencia cuántica dos estados discretos del microresonador que se acoplan indirectamente a través de un continuo de estados, la guía de ondas. Este fenómeno es análogo al efecto Dicke y puede ser interpretado desde este punto de vista. El perfil ancho en la densidad de estados corresponde al llamado estado superradiante, el cual se acopla fuertemente al continuo y su tiempo de vida es largo. El perfil delgado es el estado subradiante, el cual se acopla débilmente al continuo y es un estado de tiempo de vida corto. Para los casos analizados en el intervalo $0 < \phi < \pi/2$ el estado ligadura corresponde al estado superadiante y el antiligadura al subradiante. Cuando la fase toma valores en el intervalo $\pi/2 < \phi < \pi$ los estados intercambian de rol. Aquí, el estado ligadura es el estado subradiante y el antiligadura el superadiante.

3.1.3. Evolución temporal

En esta sección se muestra y analiza los resultados de la evolución temporal de un paquete de ondas Gaussiano, definido anteriormente en la Ec. (2.22). La evolución temporal se modela de forma numérica y los parámetros de la condición inicial son elegidos de manera que el paquete de ondas se encuentre extendido espacialmente. En consecuencia, se podrá localizar su energía, de forma aproximada, en torno a la energía de la resonancia asimétrica Fano encontrada en los resultados estacionarios. Es necesario aclarar que no es posible fijar la energía del paquete de ondas a un valor específico, debido a que éste tendría que extenderse infinitamente en el espacio.

A continuación, se definen los parámetros utilizados en el modelo numérico. El paquete de ondas viaja a través del sistema cuya longitud es $L = 2N + 1$ sitios en la guía de ondas y el microresonador está situado en la posición $N + 1$, es decir el sitio $j = 0$ de la guía. Se establece el parámetro $N = 2000$ sitios, así la longitud total de la guía es de $L = 4001$ sitios y el espacio de Hilberth posee 4003 estados en total. Luego, los parámetros para la condición inicial son $\sigma = 250$ y $x_0 = 1000$, ambos en unidades de número de sitios de la guía de onda y $k_0 = \arccos(0,05)$.

Los siguientes resultados son la densidad de probabilidad del paquete de ondas en función de los modos del sistema para diferentes valores del tiempo. Se realiza un análisis y comparación de la dispersión del paquete de ondas para cuatro casos donde se varía la fase del acoplamiento intermodal. Los primeros dos casos corresponden a fases $\phi = \pi/6$ y $\phi = \pi/50$, en los cuales ocurre resonancia asimétrica en la energía dada al paquete de ondas Gaussiano. Los casos siguientes no presentan antiresonancias simétricas asociado a la energía del paquete de ondas. Sin embargo, se presentan fenómenos interesantes de discutir.

La Fig. 3.5 es la evolución temporal del paquete de ondas para fase $\phi = \pi/50$. La Fig. 3.5(a) muestra la condición inicial entrando en la zona del sistema donde se encuentra el microresonador, se observa el comienzo de la dispersión del paquete de ondas. En la Fig. 3.5 (c) se muestra el máximo valor de $|\psi(x, t)|^2$ que alcanza el paquete de ondas, la cual es aproximadamente 0,011. En la Fig. 3.5 (d) muestra el pulso después de cruzar completamente la zona de dispersión y comenzando a salir de la guía de onda finita. Aquí, se genera un pulso transmitido y en la zona central se mantiene una probabilidad de valor 0,082. En general, cuando el paquete de ondas evoluciona en el tiempo existe una porción de la densidad de probabilidad que se mantiene atrapada en los estado de modos a y b del microresonador.

En la Fig. 3.6 se muestra la evolución temporal del paquete de ondas cuando $\phi = \pi/6$. La Fig. 3.6 (a) paquete de ondas entrando en la zona de dispersión. La Fig. 3.6 (c) muestra el máximo de $|\psi(x, t)|^2 = 0,194$, cuyo valor es mayor que

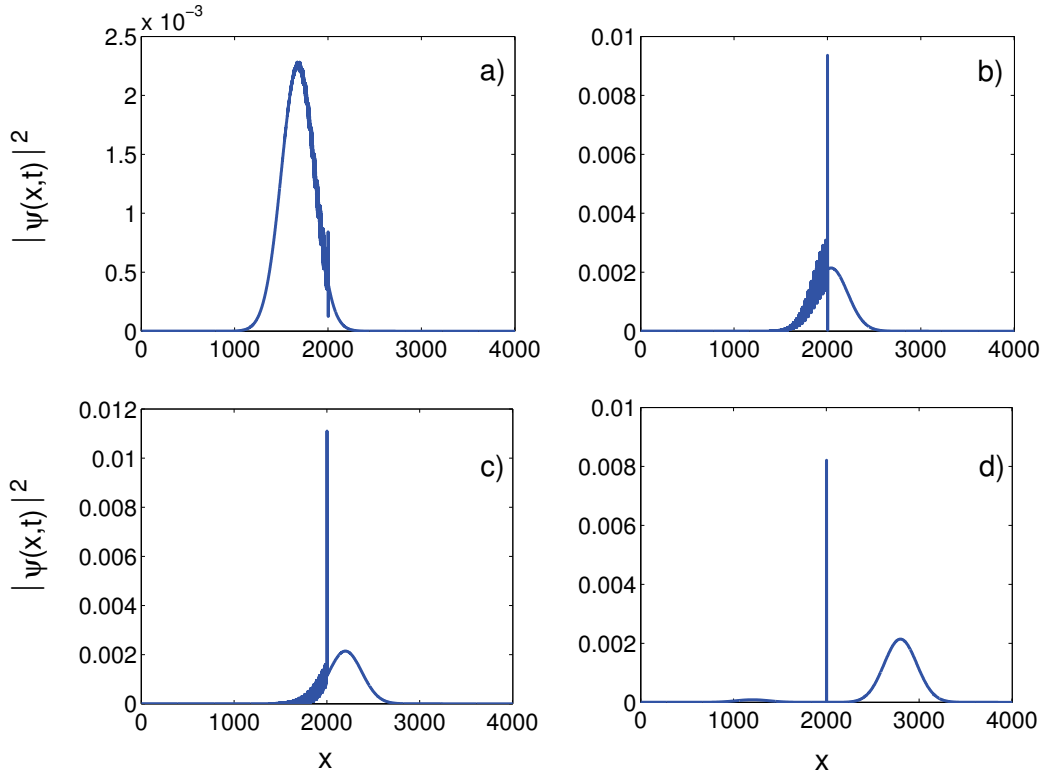


Figura 3.5: Densidad de probabilidad del paquete de ondas $|\psi(x,t)|^2$ en función de los modos del sistema x , para una fase de $\phi = \pi/50$. La evolución temporal se muestra para los tiempos a) $t = 180$, b) $t = 270$ c) 310 y d) 460 en unidades adimensionales. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.

el caso anterior. En la Fig. 3.6 (d) se observa que luego de pasar por la zona de dispersión la condición inicial se divide en pulsos asimétricos tanto reflejados, como transmitidos. En la zona central la probabilidad alcanza un valor de 0,01872. Al comparar este valor con el máximo se puede distinguir que disminuye de forma más rápida que el caso $\phi = \pi/50$.

La Fig. 3.7 describe la evolución temporal del paquete de ondas cuando $\phi = 0$. En la Fig. 3.7 (a), (b) y (c) se muestra la dispersión de la condición inicial para

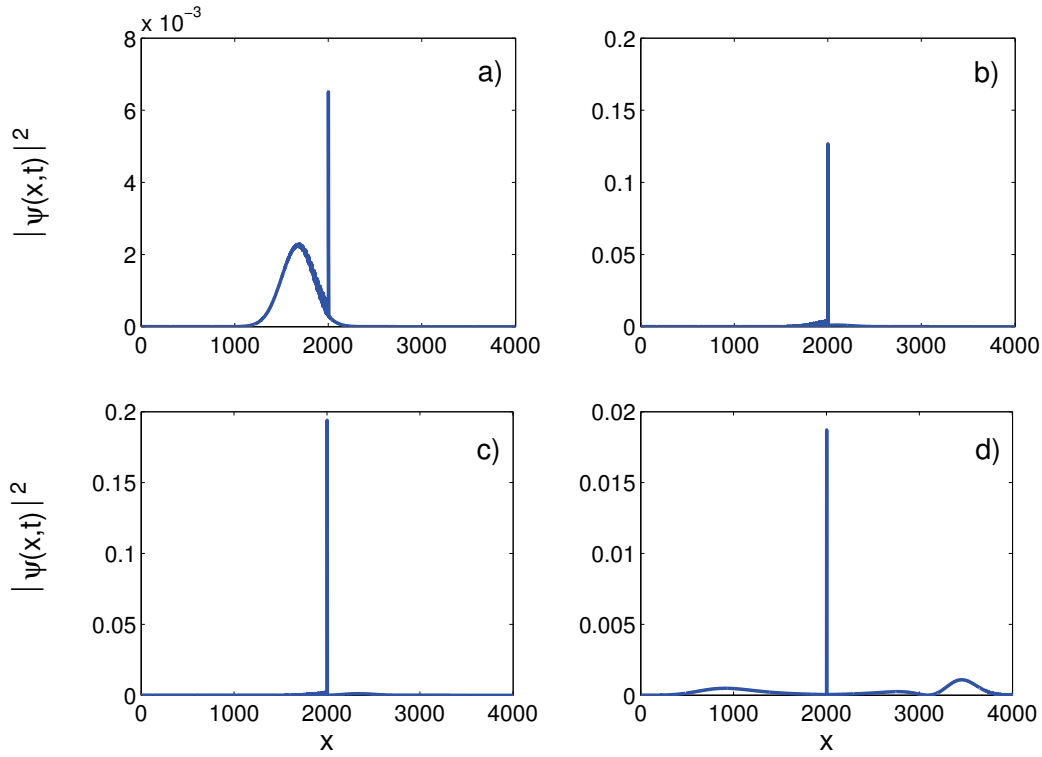


Figura 3.6: Densidad de probabilidad del paquete de ondas $|\psi(x,t)|^2$ en función de los modos del sistema x , para una fase de $\phi = \pi/6$. La evolución temporal se muestra para los tiempos a) $t = 180$, b) $t = 270$ c) $t = 330$ y d) $t = 610$ en unidades adimensionales. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.

diferentes tiempos. En la Fig. 3.7 (d) se observa que el paquete de ondas se ha dividido en un pulso reflejado de amplitud pequeña y un pulso transmitido. En este caso, el paquete de ondas es casi completamente transmitido, esto se debe a que el espectro de transmisión para este valor de energía es muy cercano a 1, ver Fig. 3.1. Además, no existe probabilidad atrapada en el tiempo en los estados de modo a y b debido a que el estado antiligado se desacopla del continuo.

El resultado de la Fig. 3.8 es la evolución temporal del paquete de ondas Gaussiano para una fase de $\phi = \pi/2$. En este caso, el paquete de ondas luego de separa

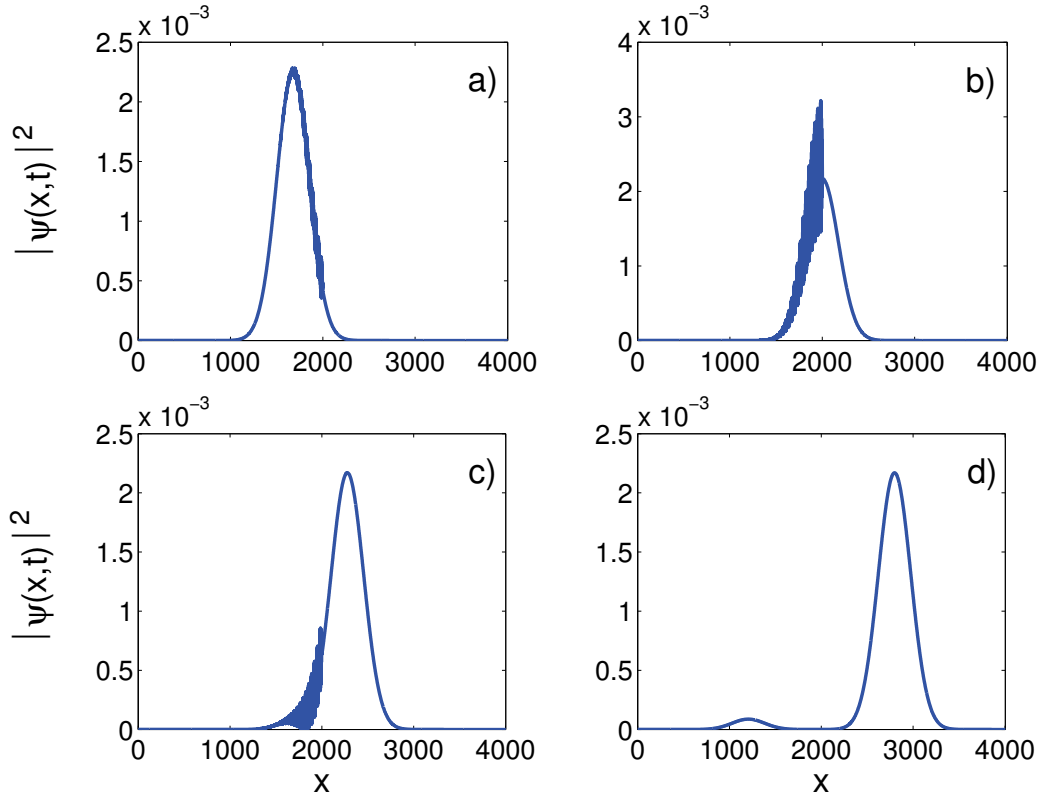


Figura 3.7: *Densidad de probabilidad del paquete de ondas $|\psi(x,t)|^2$ en función de los modos del sistema x , para una fase de $\phi = 0$. La evolución temporal se muestra para los tiempos a) $t = 180$, b) $t = 260$ c) $t = 330$ y d) $t = 460$ en unidades adimensionales. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.*

en dos pulsos transmitidos simétricos con la misma amplitud. Esto nos indica que una parte del paquete de ondas se retrasa en el tiempo cuando es dispersado por el microresonador, causando una secuencia de dos pulsos idénticos transmitidos. Nuevamente, las amplitudes están relacionadas con la energía de la condición inicial, debido a que el espectro de transmisión posee una antiresonancia para este valor de la energía, ver Fig. 3.1. En consecuencia, la mayor parte del paquete de ondas es reflejado.

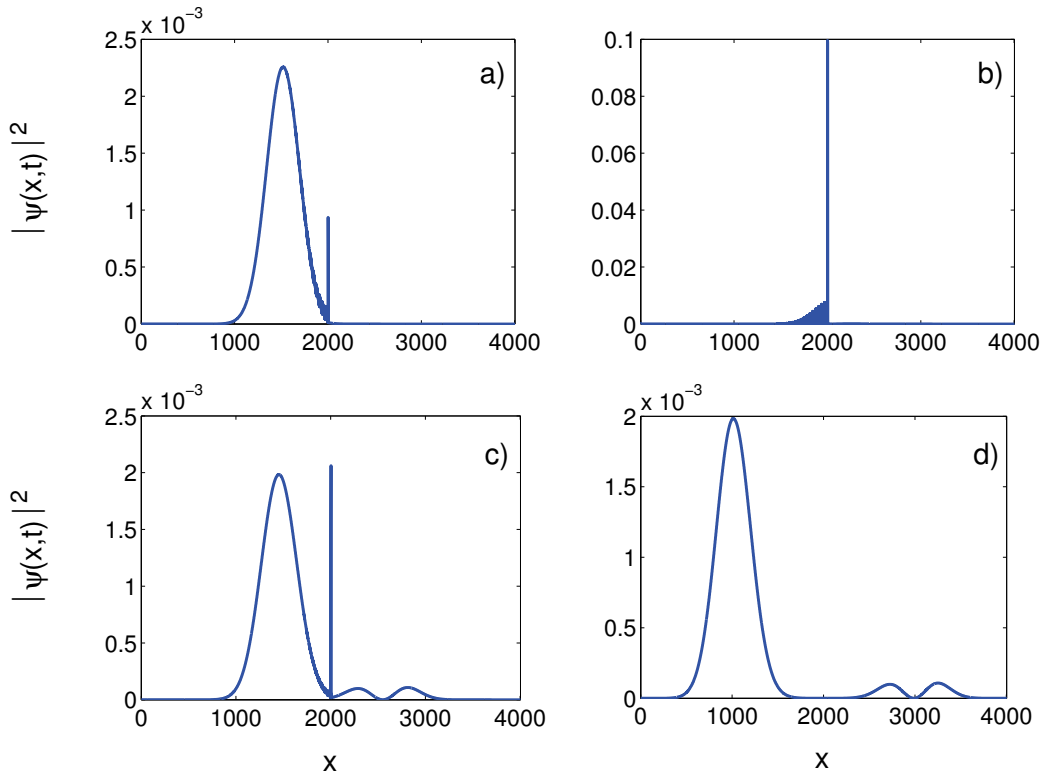


Figura 3.8: *Densidad de probabilidad del paquete de ondas $|\psi(x,t)|^2$ en función de los modos del sistema x , para una fase de $\phi = \pi/2$. La evolución temporal se muestra para los tiempos a) $t = 140$, b) $t = 280$ c) $t = 420$ y d) $t = 530$ en unidades adimensionales. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.*

3.1.4. Probabilidad de ocupación y tiempos de vida

En la secciones anteriores se observó la formación de estados ligados y quasi-ligados en el continuo, los cuales fueron analizados en función de los valores de la fase, la forma de los perfiles antiresonancias Fano simétricas o asimétricos en la transmisión y la densidad de estados. Por otra parte, se encontró que cuando el pulso evoluciona en el tiempo parte de su densidad de probabilidad permanece atrapada en el tiempo en los estados de los modos a y b . Por esta razón, a con-

tinuación se estudiarán las probabilidades de ocupación de los estados de modos a , b , estado simétrico y antisimétrico en el tiempo cuando el paquete de ondas se propaga en el sistema.

Se define

$$\psi_a(t) = \psi(x = N + 2, t) = \psi(x = 2002, t), \quad (3.3)$$

$$\psi_b(t) = \psi(x = N + 3, t) = \psi(x = 2003, t), \quad (3.4)$$

como los estado del modo a y b , respectivamente. Además, se define los estados simétrico y antisimétrico como una combinación lineal de los estados del modo a y b , entonces

$$\psi_{sim}(t) = \frac{\psi_a(t) + \psi_b(t)}{\sqrt{2}}, \quad (3.5)$$

$$\psi_{anti}(t) = \frac{\psi_a(t) - \psi_b(t)}{\sqrt{2}}. \quad (3.6)$$

En la figura 3.9 (a) y (b) se gráfica densidad de probabilidad de los modos a y b en función del tiempo para $\phi = \pi/50$. Aquí, se observa que existe un efecto de atrapamiento debido a que la densidad de probabilidad en ambos modos tiende a permanecer constante en el tiempo. En la figura 3.9 (c) se gráfica la densidad de probabilidad de los estados simétrico y antisimétrico en función del tiempo. En este caso, se obtiene que la densidad de probabilidad del estado antisimétrico aumenta su valor para luego permanecer constante en el tiempo, lo cual indica que el estado posee un tiempo de vida muy grande. Caso contrario, el estado simétrico presenta un comportamiento en el tiempo tipo gaussino, lo que correspondería a un estado con tiempo de vida pequeño.

Los resultados de la Fig. 3.9 indican que el estado antisimétrico corresponde al estado subradiante, el cual se encuentra débilmente acoplado al continuo y su tiempo de vida es grande. El estado simétrico corresponde al estado superadiante, el cual se encuentra fuertemente acoplado al continuo y su tiempo de vida es pequeño. El estado antisimétrico se acopla al continuo solamente a través del estado

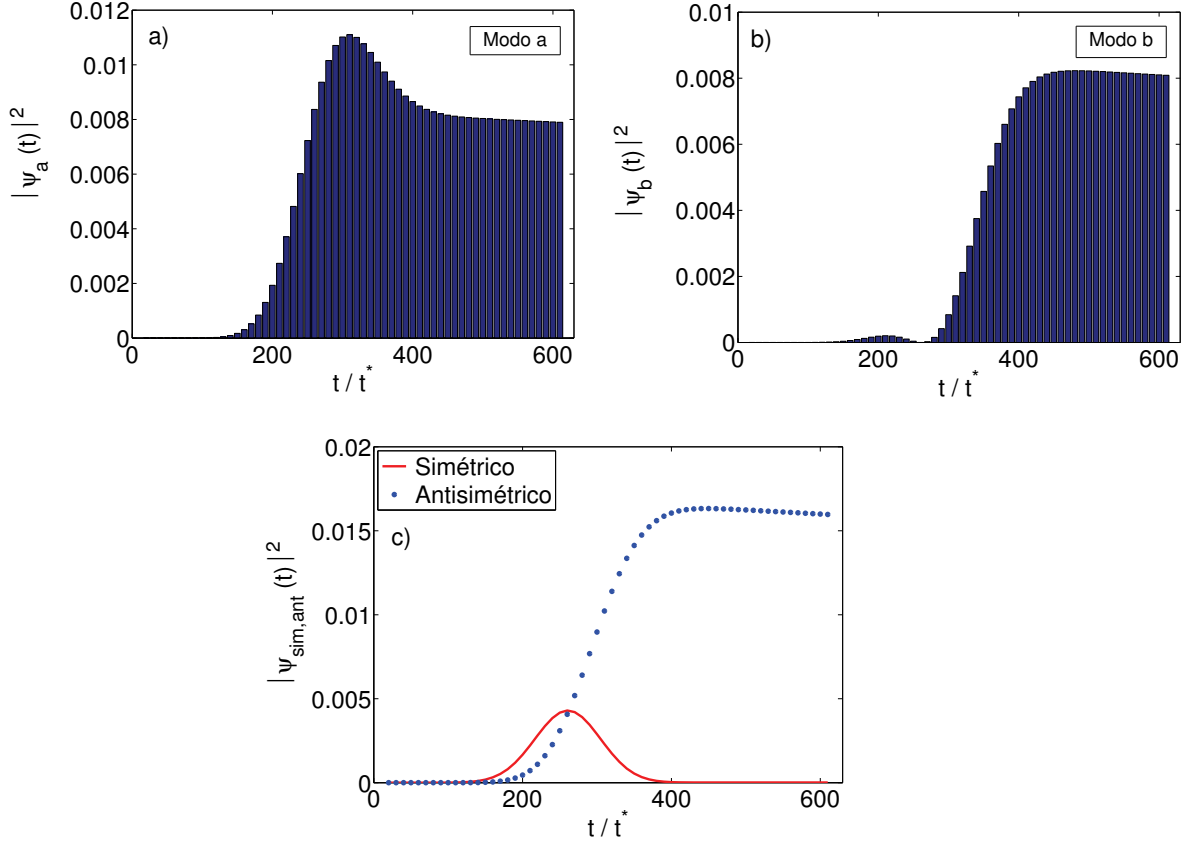


Figura 3.9: Paneles superiores, densidad de probabilidad del estado del modo a y b en función del tiempo en unidades adimensionales. Panel inferior, densidad de probabilidad del estado simétrico (línea sólida roja) y antisimétrico (línea punteada azul) en función del tiempo en unidades adimensionales para una fase de $\phi = \pi/50$. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.

simétrico, siendo éste acoplamiento $2t_{ab}$. Cuando el valor de la fase es $\phi = 0$, el estado de antisimétrico se desacopla completamente del continuo, no contribuye en la transmisión del fotón y su tiempo de vida es infinito. Para este caso, sólo el estado simétrico permanecería conectado al continuo y sería el único que participaría en la transmisión.

Los siguientes resultados muestra que las densidad de probabilidad de ocupación para los estados de modo a y b en función del tiempo cuando $\phi = \pi/6$. El

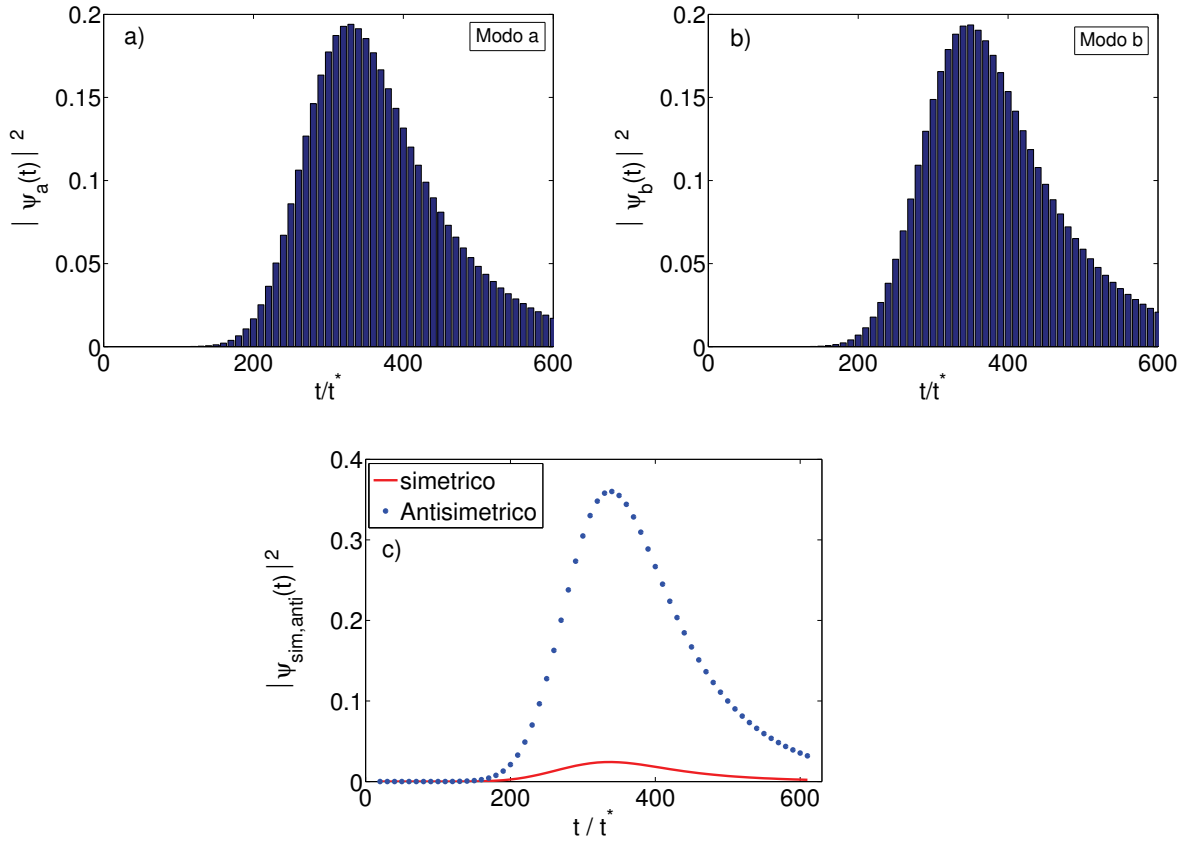


Figura 3.10: Paneles superiores, densidad de probabilidad del estado del modo a y b en función del tiempo en unidades adimensionales. Panel inferior, densidad de probabilidad del estado simétrico (línea sólida roja) y antisimétrico (línea punteada azul) en función del tiempo en unidades adimensionales para una fase de $\phi = \pi/6$. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0, 2$, $\xi_0 = 1$, $t_{ab} = 0, 1$.

objetivo es comparar el comportamiento de los estados simétrico y antisimétrico para un valor de fase mayor. En la Fig.3.10 (a) y (b) se aprecia que la densidad de probabilidad de los modos a y b alcanza un valor máximo aproximadamente de 0,2 y luego presenta un comportamiento de decaimiento exponencial. En la Fig.3.10 (c) se observa que la probabilidad de ocupación del estado antisimétrico decae exponencialmente en el tiempo después de alcanzar su valor máximo en 0,4. Por lo tanto, cuando se aumenta el valor de la fase la probabilidad del estado

antisimétrico disminuye en el tiempo, reduciendo considerablemente el tiempo de vida del estado.

A continuación, se muestra los tiempos de vida de los estados simétricos y antisimétricos en función de ϕ . Los tiempos de vida se han determinado ajustando las curvas que presentan un comportamiento tipo decaimiento exponencial a la función $f(t) = e^{-t/\tau}$, donde τ es el tiempo de vida del estado. Cuando el estado tiene un comportamiento tipo recta se ajusta a la función $f(t) = 1 - t/\tau$.

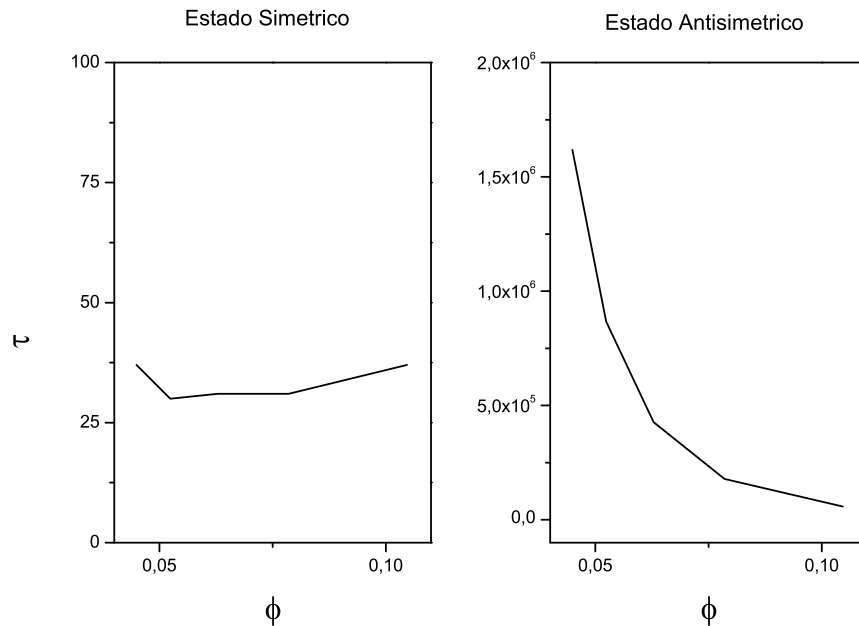


Figura 3.11: *Tiempos de vida del estado simétrico y antisimétrico en función de ϕ .*

En resultados de la Fig. 3.11 se puede observar que cuando la fase es cercana a cero, el tiempo de vida del estado antisimétrico es extremadamente grande en comparación con el estado simétrico. En consecuencia, los tiempos de vida de ambos estados dependen directamente del parámetro ϕ .

3.2. Modelo de WGR con quiebre de degeneración

3.2.1. Transmisión y reflexión

Los siguientes resultados son los espectros de transmisión y reflexión para un fotón que se propaga en el modelo presentado en Sec. 2.2. Los espectros son estudiados para diferentes valores del parámetro de quiebre de degeneración.

La Fig. 3.12 muestra los espectros de transmisión y reflexión del fotón en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para $\Delta = 0$, $\Delta = 0,1$, $\Delta = 0,001$ y $\Delta = 0,0001$. Los parámetros son $\omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 1$ y $\xi_0 = 0,2$. En la Fig. 3.12 (a), cuando $\Delta = 0$ se obtiene un espectro de transmisión con antiresonancia Fano simétrica centrada en $\delta = 0$. Cuando $\Delta = 0$, representa un sistema donde el microresonador posee modos degenerados. En la Fig 3.12 (b) se muestra el caso cuando se introduce un pequeño valor al parámetro de quiebre de degeneración. Aquí, $\Delta = 0,1$ y el espectro de transmisión presenta dos antiresonancia Fano centradas en $\delta = \pm\Delta$. En la Fig. 3.12 (c) cuando $\Delta = 0,001$ la transmisión presenta una antiresonancia Fano simétrica centrada en $\delta = 0$ y una resonancia delgada que se forma en el centro de la antiresonancia. En la Fig. 3.12 (d) se elige un parámetro de quiebre de degeneración muy pequeño $\Delta = 0,0001$, el efecto que produce es el la disminución del ancho de la resonancia central.

Los espectros de la Fig 3.12 (c) y (d) nos indican que el sistema se vuelve transparente para el fotón cuando Δ es pequeño. Es decir, la transmisión siempre alcanza el valor de la unidad y el fotón es completamente transmitido para un rango de energía muy pequeño. Este pequeño rango de energía es llamado ventana de transparencia y se encuentra en el centro de un rango ancho de energía donde sólo ocurre reflexión perfecta. Este comportamiento es análogo al fenómeno llamado transparencia electromagnética inducida, EIT [27]. En estos casos, el tamaño de la

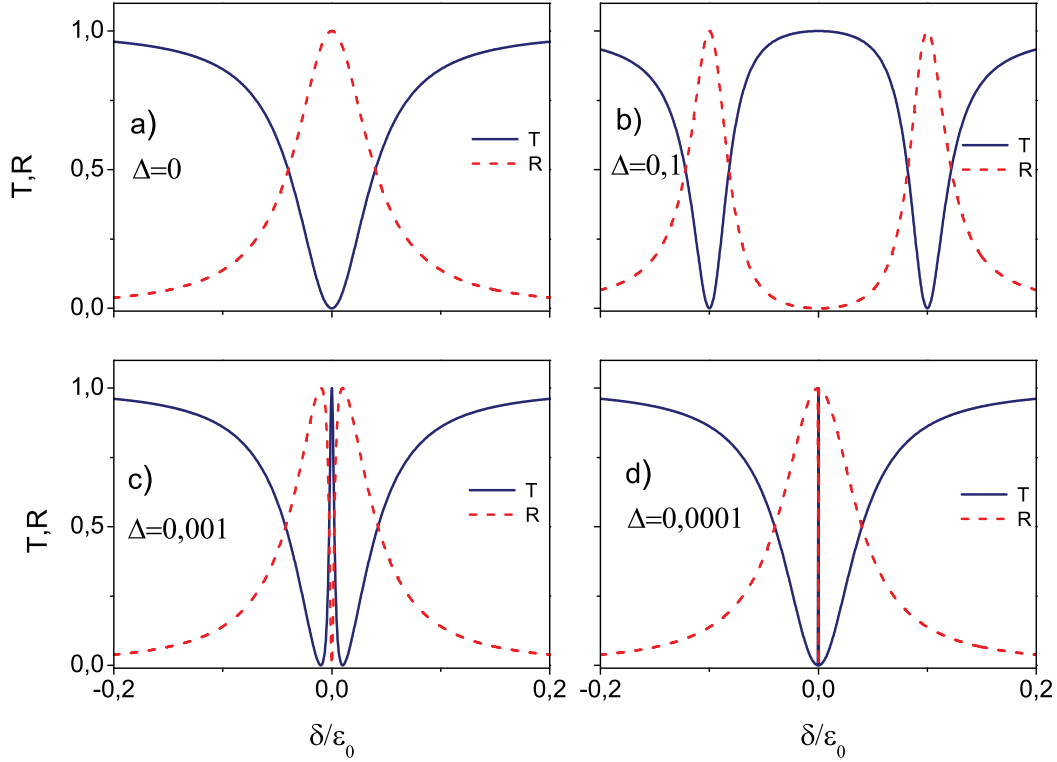


Figura 3.12: Espectros de transmisión (línea sólida azul) y reflexión (línea segmentada roja) de un fotón en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\Delta = 0$, b) $\Delta = 0, 1$, c) $\Delta = 0,001$ y d) $\Delta = 0,0001$. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0,2$ y $\xi_0 = 1$.

ventana de transparencia puede ser controlada a través de la manipulación de las frecuencias de los modos del microresonador. Las propiedades encontradas pueden ser utilizadas para aplicaciones en *switches* ópticos.

3.2.2. Densidad de estados

A continuación, se estudian la densidad de estados fotónica para los casos mostrados en los espectros de transmisión y reflexión.

El comportamiento que se observa en la DOS también se debe a la interferencia

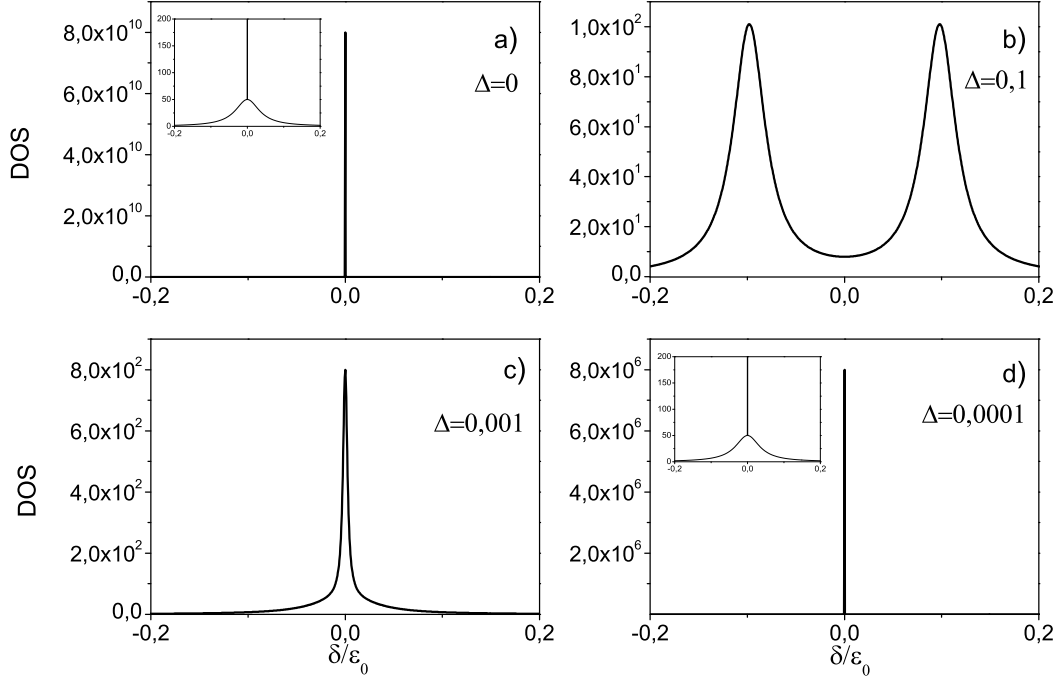


Figura 3.13: *Densidad de estados fotónica en función de $\delta = 2\xi_0 \cos(k)$ para a) $\Delta = 0$, b) $\Delta = 0,1$, c) $\Delta = 0,001$ y d) $\Delta = 0,0001$. Los paneles a) y d) muestran acercamiento de la densidad de estados. Los parámetros utilizados son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0,2$ y $\xi_0 = 1$.*

de dos estados discretos del microresonador con el continuo de estados, la guía de onda. En este modelo se reproduce el efecto Dicke, en la Fig. 3.13 (a) y (d) se muestra que cuando el parámetro de quiebre de degeneración es muy pequeño o cero el estado subradiante (delta de Dirack) y superradiante (Lorentziana) se superponen ocurriendo en el mismo valor de la energía $\delta = 0$. Al igual que en el primer modelo, cuando el sistema es completamente simétrico el estado subradiante se desacopla del continuo y no participa en la transmisión. La simetría del segundo modelo se logra cuando ambos modos del microresonador son degenerados. Un efecto similar es observado cuando se modifica levemente la energía de dos puntos cuánticos acoplados lateralmente a un alambre cuántico [28].

3.2.3. Estados simétrico y antisimétrico

Las siguientes figuras son la densidad probabilidad del estado simétrico y antisimétrico en función del tiempo para diferentes valores del parámetro de quiebre de degeneración.

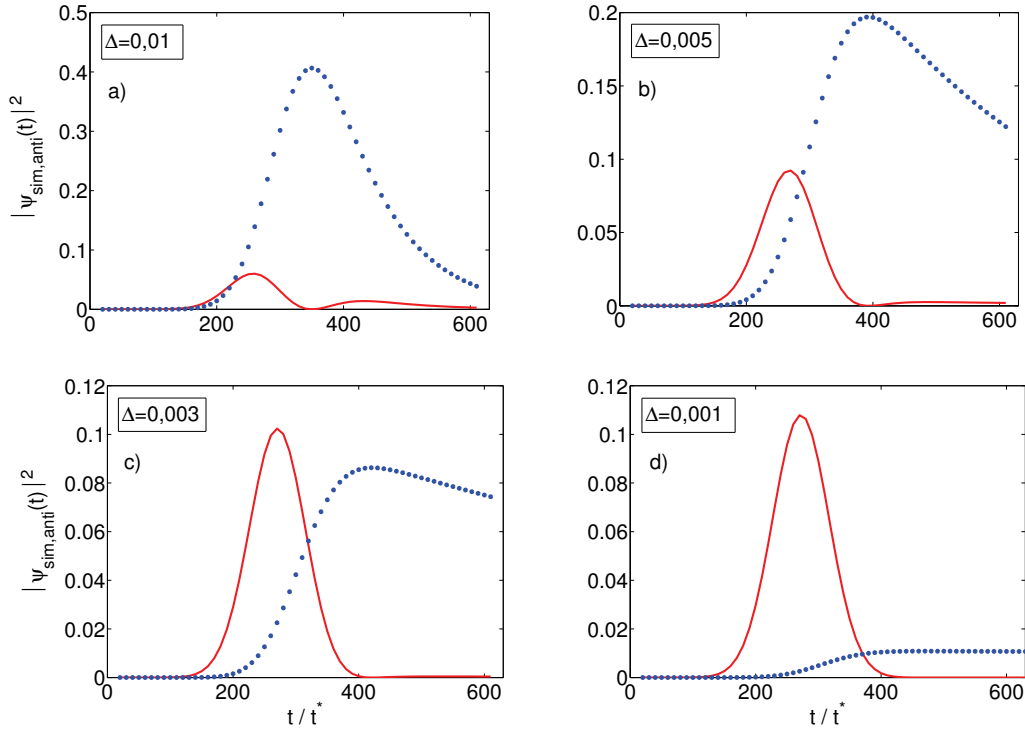


Figura 3.14: Densidad de probabilidad del estado simétrico (línea sólida roja) y antisimétrico (línea punteada azul) en función del tiempo en unidades adimensionales para a) $\Delta = 0,01$, b) $\Delta = 0,005$, c) $\Delta = 0,003$ y d) $\Delta = 0,001$. Los parámetros usados en la figura son $\omega_c = \omega_{ab} = 0$, $\xi_1 = 0,2$ y $\xi_0 = 1$

La Fig. 3.14 muestra una clara caracterización en función del parámetro Δ para la ocupación de los estados simétricos y antisimétricos en el tiempo. Se puede observar que la densidad de probabilidad del estado simétrico siempre decae en el tiempo más rápido que el estado antisimétrico. Cuando el parámetro Δ se acerca al

caso límite $\Delta = 0$ la densidad de probabilidad del estado antisimétrico se mantiene constante en el tiempo. Esto lleva a concluir que al igual que el primer caso el estado simétrico corresponde al estado superradiante acoplado fuertemente al continuo de estados y con un tiempo de vida pequeño. El estado antisimétrico correspondería al estado subradiante acoplado débilmente al continuo y de tiempo de vida extenso. También se puede concluir que es posible controlar los efectos de interferencia cuánticos, la manifestación del estado oscuro y el tiempo de vida de estos estados de este modelo a través del parámetro Δ .

Resumen

Se estudió teóricamente las propiedades del transporte coherente de un fotón a través de una guía de onda unidimensional acoplada a un anillo microresonador.

Para el primer modelo se analizó los espectros de transmisión, reflexión y la densidad de estados encontrando perfiles Fano que indican la existencia de efectos de interferencia cuánticos. Se determinó que cuando el sistema es totalmente simétrico el estado antiligado se desacopla del continuo y no participa en la transmisión del fotón. En este caso, sólo el estado ligado está acoplado al continuo y sería responsable de la transmisión del fotón. El estado antiligado representa un estado oscuro o modo oscuro, también llamado en física de la materia condensada estado ligado en el continuo. Al romper débilmente la simetría del sistema, causa que el estado oscuro se acople al continuo y por lo tanto participe en la transmisión del fotón. Se puede concluir que existen efectos de interferencia cuántica de dos estados discretos del microresonador que se acoplan indirectamente a los estados del continuo. Además, este efecto es análogo al efecto Dicke donde el perfil ancho en la densidad de estados corresponde al llamado estado superradiante, el cual se acopla fuertemente al continuo y su tiempo de vida es largo. El perfil delgado es el estado subradiante, el cual se acopla débilmente al continuo y es un estado de tiempo de vida corto. Los casos analizados en el intervalo $0 < \phi < \pi/2$ indican que el estado ligado corresponde al estado superadiante y el antiligado al subradiante. Cuando la fase toma valores en el intervalo $\pi/2 < \phi < \pi$ los estados intercambian de rol. Aquí, el estado ligado es el estado subradiante y el antiligado el superadiante.

Luego, se estudio la evolución temporal de un paquete de ondas Gausiano que viaja a través del sistema. Se fijó la energía del pulso inicial en torno a la energía de los perfiles Fano asimétricos encontrados en los resultados estacionarios. Se analizaron casos con fase comprendida en el intervalo $0 \leq \phi \leq \pi$ y se obtienen efectos de atrapamiento del pulso inicial en el microresonador, donde el tiempo de atrapamiento depende directamente del valor de la fase. Cuando el valor de la fase toma valores cercanos a $\phi = 0$ se obtiene un efectivo confinamiento y almacenamiento de parte del pulso de luz en el dispositivo. En un caso particular, cuando $\phi = \pi/2$ se determinó que el microresonador se comporta como un secuenciador. Aquí, el paquete de ondas luego de ser dispersado se separa en dos pulsos de luz transmitidos totalmente simétricos.

A continuación, se analizó la densidad de probabilidad de estado simétrico y antisimétrico en el tiempo determinando que el estado antisimétrico corresponde al estado subradiante y el estado simétrico al estado superradiante. Para respaldar estos resultados se obtuvo los tiempos de vida de los estados simétricos y antisimétricos en función de la fase. Aquí, se encontró que cuando la fase es cercana a cero el estado antisimétrico posee un tiempo de vida extremadamente grande comparado con el estado antisimétrico.

En el segundo modelo, se analizaron los espectros de transmisión, reflexión y densidad de estados encontrando los mismos efectos de interferencia cuánticos. Se determinó que cuando el sistema es simétrico el estado oscuro se desacopla del continuo y no transmite. Al romper levemente la degeneración de los modos en el microresonador el estado oscuro se manifiesta en los espectros de transmisión como una delgada resonancia Fano. Se determinó que los estados subradiante y superradiante poseen la misma energía y se superponen en las curvas de densidad de estados. Los tiempos de vida de ocupación de estos estados dependen directamente del parámetro de quiebre de degeneración. Además, al analizar los espectros de transmisión se encontró efectos de EIT, en los cuales la ventana de transpa-

rencia puede ser controlada modificando las frecuencias del microresonador. Esta propiedad puede ser aplicada en *switches* ópticos.

Todas las propiedades del transporte fotónico son análogas en ambos sistemas y se han caracterizado en función de los parámetros de quiebre de simetría de cada modelo. La ventaja del segundo modelo planteado es que todas las propiedades encontradas debido a la interacción luz-materia pueden ser controladas a través de las frecuencias de los modos del microresonador. Una interesante aplicación para el primer modelo es la detección y medición de rugosidad en microresonadores ópticos. Además, éste sistema puede ser usado para almacenar y parar pulsos de luz.

Bibliografía

- [1] BORSELLI M., JOHNSON T. J. y PAINTER O. 2005. Beyond the Rayleigh scattering limit in high-Q silicon microdisks: theory and experiment. *Optics Express* 13(5):1515-1530.
- [2] VAHALA, K. J. 2003. Optical microcavities. *Nature* 424:839-846.
- [3] SCHMIDT, C. y et al 2012. Near-field mapping of optical eigenstates in coupled disk microresonators. *Physical Review A* 85:033827.
- [4] ZANG X. y JIANG C. 2010. Single-photon transport properties in a one-dimensional resonator waveguide coupled to a whispering-gallery resonator. *Journal of Physics B: Atomic, molecular and optical physics* 43(21):215501.
- [5] CHENG M.-T. y et al 2011. Single photon transport in one-dimensional coupled-resonator waveguide coupling to a whispering gallery resonator interacting with a semiconductor quantum dot. *Journal of Modern Optics* 58 (14):1233-1238.
- [6] LANG JIA-HONG 2011. Controllable optical switch in a one-dimensional resonator waveguide coupled to a whispering gallery resonator. *Chinese Physics Letter* 8(10):1-4.
- [7] FANO U. 1961. Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts. *Physical Review* 124(6):1866-1878.

- [8] KANG M. 2011. Fano-Feshbach resonance in structural symmetry broken metamaterials. *Journal Applied Physics* 109:014901.
- [9] VERELLEN N. y et al 2009. Fano resonances in individual coherent plasmonic nanocavities. *Nano Letter* 9(4):1663-1667.
- [10] MIROSHNICHENKO A. E., FLACH S. y KIVSHAR S. 2010. Fano resonances in nanoscale structures. *Review of Modern Physics* 82:2257-2298.
- [11] KIPPENBERG T. J. 2010. Microresonators: Particle sizing by mode splitting. *Nature Photonics* 4(1):9-10.
- [12] JIANGANG ZHU y et al 2010. On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator. *Nature Photonics* 4:46-49.
- [13] WU C. y et al 2012. Fano-resonant asymmetric metamaterials for ultrasensitive spectroscopy and identification of molecular monolayers. *Nature Materials* 11:69-75.
- [14] SCULLY M. O. y ZUBAIRY M. S. 1997. *Quantum optics*. United Kingdom. Cambridge University Press.
- [15] GERRY C. y KNIGHT P. L. 2005. *Introductory quantum optics*. United Kingdom. Cambridge University Press.
- [16] GAPONENKO S. V. 2010. *Introduction to nanophotonics*. United Kingdom. Cambridge University Press.
- [17] LORD RAYLEIGH 1912. The problem of the whispering gallery. *Scientific Paers, Cambridge University* 5:617.
- [18] RICHTMYER R. D. 1939. Dielectric resonators. *Journal Applied of Physics* 10:391-398.

- [19] BRANDES T. 2000. The Dicke effect in electronic systems. Hamburg. Universität Hamburg. Institut für Theoretische Physik Hamburg.
- [20] DICKE H. 1953. The effects of collision upon the Doppler width of spectral lines. *Physical Review* 89:472-473.
- [21] LU J. 2009. Transferring and bounding single photon in waveguide controlled by quantum node based on atomic ensemble. *Communication In Theoretical Physics* 52(3):500-506
- [22] MOOKHERJEA S. y et al 2008. Localization in silicon nanophotonic slow-light waveguides. *Nature Photonics* 2:90-93.
- [23] SRINIVASAN K. y PAINTER O. 2007. Mode coupling and cavity-quantum-dot interactions in a fiber-coupled microdisk cavity. *Physical Review A* 75(2):023814.
- [24] YARIV A. y et al 1999. Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis. *Optics Letters* 24(11):711-713.
- [25] LADRÓN DE GUEVARA M. L., CLARO F. y ORELLANA P. A. 2003. Ghost Fano resonance in a double quantum dot molecule attached to leads. *Physical Review B* 67:195335.
- [26] ORELLANA P. A., LADRÓN DE GUEVARA M. L. y CLARO F. 2004. Controlling Fano and Dicke effects via a magnetic flux in a two-site Anderson model. *Physical Review B* 70:233315.
- [27] HARRIES S. E. 1997. Electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letter* 16:36-42.
- [28] ORELLANA P. A. LARA G. A. y ANDA E. V. 2006. Kondo and Dicke

effect in quantum dots side coupled to a quantum wire. *Physical Review B*
74:193315.