

William Júnio de Lima

**Interação radiação-matéria em pontos
quânticos semicondutores em nanocavidades**

Brasil

2015

William Júnio de Lima

**Interação radiação-matéria em pontos quânticos
semicondutores em nanocavidades**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação do Instituto de Física da Universidade Federal de Uberlândia, como requisito parcial para a obtenção de Título de Doutor em Física.

Universidade Federal de Uberlândia – UFU

Instituto de Física

Programa de Pós-Graduação em Física

Orientador: Prof. Dr. José Maria Villas Bôas

Brasil

2015

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Sistema de Bibliotecas da UFU, MG, Brasil.

L732i Lima, William Júnio de, 1987-
2015 Interação radiação-matéria em pontos quânticos semicondutores em
nanocavidades / William Júnio de Lima. - 2015.
77 f. : il.

Orientador: José Maria Villas-Bôas.
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Uberlândia, Programa
de Pós-Graduação em Física.
Inclui bibliografia.

1. Física - Teses. 2. Pontos quânticos - Teses. 3. Ótica quântica -
Teses. I. Villas-Bôas, José Maria. II. Universidade Federal de
Uberlândia. Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

CDU: 53

*Este trabalho é dedicado aos meus pais,
esteio sobre o qual me apoiei para alcançar este objetivo.*



SERVIÇO PÚBLICO FEDERAL
MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

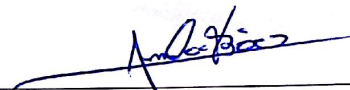



WILLIAM JUNIO DE LIMA


Tese apresentada a coordenação do
Programa de Pós-graduação em física,
do Instituto de Física da Universidade
Federal de Uberlândia, para obtenção do
título de Doutor em Física.


Uberlândia, 19 de março de 2015.


BANCA EXAMINADORA


Prof. Dr. José Maria Villas-Bôas
Universidade Federal de Uberlândia – UFU


Prof. Dr. Edson Vernek
Universidade Federal de Uberlândia - UFU


Prof. Dra. Liliãna Sanz de la Torre
Universidade Federal de Uberlândia – UFU


Prof. Dr. Franklin Massami Matinaga
Universidade Federal de Minas Gerais/UFMG


Prof. Dr. Marcos Henrique Degani
Universidade Estadual de Campinas/UNICAMP

Agradecimentos

À Deus, fonte de força e coragem para enfrentar os desafios de cada dia.

Aos meus pais, por acreditarem em mim e me apoiarem.

À minha irmã, pela amizade e incentivo em todos os momentos.

Ao professor Djalmir N. Messias pela orientação nos tempos de graduação e mestrado, além da amizade que persiste.

Ao professor José M. Villas-Bôas pela orientação durante estes quatro anos e principalmente pela paciência no auxílio com as minhas dificuldades.

Aos amigos do INFIS-UFU, principalmente o Márcio e o Renato pelo companheirismo desde os tempos de graduação.

Aos colegas do GOIQ, em especial ao grande amigo Antonio, companheiro nos estudos e nas viagens para os congressos.

Aos meus amigos do PolafLOW de Madrid que me receberam muito bem. Ao Ricardo Quesada pelas conversas nos trens de Madrid.

Também em Madrid, obrigado à Sonia que foi e é um exemplo de humildade, simplicidade e amizade. Também à Prof. Monique da UFF pela única companhia de língua portuguesa nos quase 10 meses que ali estive.

À Universidade Federal de Uberlândia, ao Programa de Pós-Graduação em Física e ao Instituto de Física.

À CAPES pelo apoio financeiro durante todo o meu doutorado incluindo o período no exterior.

*“Quando eu era criança, falava como criança,
pensava como criança, raciocinava como criança.
Desde que me tornei homem, eliminei as coisas de criança.
(Bíblia Sagrada, I Coríntios 13, 11)*

Resumo

Integrar bits quânticos (qubits) de estado sólido em circuitos fotônicos pode ser um ingrediente revolucionário para processamento e transporte de informação quântica. Se por um lado qubits baseados em estado sólido são candidatos muito promissores para serem a unidade básica de computação quântica, por outro, o uso de fótons é a maneira mais confiável e rápida para transportar informações. Fazer a junção destes dois ingredientes é altamente desejado. Neste sentido, pontos quânticos semicondutores (PQs) em cristais fotônicos formam um ambiente ideal para tal realização, onde guias de onda podem ser utilizados para fazer a ligação entre qubits e detectores. Com esta motivação, neste trabalho é estudada em detalhes a interação radiação-matéria de um sistema composto por PQs embutidos em nanocavidades semicondutoras. Em todos os estudos é usado o formalismo da matriz densidade na forma de Lindblad. Em um primeiro estudo, é analisado o efeito de termos incoerentes no *splitting* do espectro de emissão de um único PQ dentro de uma nanocavidade. Vê-se que *splitting* observado nos experimentos não se traduz de forma fácil para o *splitting* polaritônico. Em outras palavras, o *splitting* observado nos experimentos não é o acoplamento entre o éxciton e os fótons. Em outro estudo utiliza-se uma molécula de PQ dentro de uma nanocavidade. Observa-se que, dependendo da simetria do estado quântico da molécula de PQ (simétrico ou anti-simétrico), o *splitting* no espectro de emissão pode ser reduzido (chegando até mesmo a zero dependendo dos parâmetros) ou equivalente com o *splitting* de um único PQ. Por fim, investiga-se o espectro de emissão de um sistema composto por uma cavidade vazia acoplada a outra cavidade contendo um único PQ. Os resultados demonstram que o espectro de emissão de um modo de uma cavidade vazia de baixo fator de qualidade pode ser usado para monitorar o subsistema cavidade com um único PQ e suas interações.

Palavras-chaves: Pontos quânticos, nanocavidades semicondutoras, espectros de luminescência.

Abstract

Integrating solid-state qubits to photonic circuit can be a revolutionary ingredient for quantum information processing and transportation of information. If on one hand solid-state based qubits are a very promising candidate for the quantum computation unit, photons, on the other hand, are the most reliable and fast way to transport information. Making the junction of this two ingredients is highly desired. In this sense, semiconductor quantum dots (QDs) in photonic crystals (PhC) provide a perfect environment for such an integration, where waveguides can be used to connect qubits and detectors. In this work, the light-matter interaction of a system composed of quantum dots embedded in semiconductors nanocavities is studied in details using density matrix formalism in the Lindblad form. In a first study, the effect of incoherent therms on the splitting of emission spectrum of a single QD inside a PhC is analyzed and we found that the splitting observed in the experiments can not translated very easily by polaritonic splitting. In other words, the observed splitting is not the coherent coupling between exciton and photons. In another work a quantum dot molecule inside a PhC is used and found that depending on the symmetry (symmetric or anti-symmetric) the molecule state, the splitting in the emission spectrum can be decreased (even zero depending on the choices of parameters) or enhanced when compared to that of a single QD. In the last study the emission spectrum of a system composed of an empty cavity coupled to another cavity with a single QD embedded is investigated. Our results demonstrate that the emission spectra of a low quality factor mode of the empty cavity can be used to monitor the quantum dot-cavity subsystem and its interactions.

Key-words: quantum dots, semiconductors nanocavities, emission spectrum.

Lista de ilustrações

Figura 1.1 – (a) Processo de fabricação de pontos quânticos auto-organizados. Há um substrato de um material com parâmetro de rede ligeiramente distinto do material com o qual se deseja criar estes pontos quânticos. Em seguida, o material que se deseja formar os pontos quânticos é depositado sobre o substrato. Devido ao descasamento entre os parâmetros de rede, surge uma tensão que dá origem a formação de pequenas ilhas do material depositado. Por fim, é depositado outras camadas do material com o qual se iniciou o processo. (b) Imagem por Microscopia de força atômica de um automontado InGaAs/GaAs pontos quânticos Stranski-Krastanov [1]. (c) Imagem por Microscopia de tunelamento por varredura de um PQ de InAs/GaAs individual, mostrado o perfil 3D [2].	15
Figura 1.2 – Cristal fotônico bidimensional formado por lacunas cilíndricas. A ausência dos buracos, neste caso de três buracos, constitui um defeito induzido na estrutura periódica de buracos, criando um estado localizado para a luz na região onde não há buracos e com uma frequência que depende das dimensões dos mesmo. Desta forma, a luz com aquela frequência só pode existir na região do defeito, ficando confinada. Este tipo de cavidade é conhecida da literatura como cavidade do tipo L3.	18
Figura 1.3 – Representação esquemática com suas respectivas interações dos sistemas estudados neste trabalho.	20
Figura 2.1 – Diagrama de níveis com os estados desacoplados (à esquerda) e acoplados (à direita). Os estados desacoplados também podem ser chamados de estados nus e os autoestados acoplados recebem também o nome de estados vestidos.	28
Figura 2.2 – Anticruzamento do sistema PQ-cavidade obtido com o modelo de Jaynes-Cummings. A energia dos estados de poláritons (linhas sólidas em vermelho) e os estados desacoplados (linhas tracejadas) é analisada como função de $\Delta = \omega_x - \omega_a$	31
Figura 3.1 – Representação esquemática para o sistema ponto quântico-cavidade com excitações incoerentes	39
Figura 3.2 – Espectro de emissão da cavidade como função da dessintonia entre o éxciton e a cavidade. Os parâmetros utilizados $\gamma_x = 0.02g$, $\gamma_\phi = 0.1g$, $\gamma_a = 0.5g$, $P_x = 10^{-4}g$ e $P_a = 10^{-3}g$ resultam em um acoplamento forte caracterizado pelo anticruzamento na ressonância.	42

Figura 3.3 – (a) Comportamento dos splittings S_{PL} , S_{PL}^* [correspondente à equação de Gonzales-Tudella [3]] e S_{Rabi} em vermelho sólido, verde tracejado e preto pontilhado, respectivamente, como função de γ_a . Em (b) estão as curvas do espectro de emissão da cavidade para três valores particulares de γ_a indicados pelas linhas verticais em (a). Em (c) e (d) são apresentados resultados análogos de (a) e (b), respectivamente, porém para o caso em que há *splitting* devido à diferença de P_x e P_a . Parâmetros: $\gamma_x = 0.02g$, $P_a = 10^{-5}g$, $P_x = 10^{-5}g$ em ((a) e (b)) e $P_x = 0$ em ((c) e (d)). O termo ϕ foi mantido nulo para que fosse possível fazer a comparação também com S_{PL}^* 43

Figura 3.4 – (a) Comportamento dos splittings S_{PL} e S_{Rabi} , em vermelho sólido e preto pontilhado, respectivamente, como função de γ_ϕ . Em (b) estão as curvas do espectro de emissão da cavidade para três valores particulares de γ_ϕ indicados pelas linhas verticais em (a). Em (c) e (d) são apresentados resultados análogos de (a) e (b), respectivamente, porém para o caso em que há *splitting* devido à diferença de P_x e P_a , além de um alto valor de $\gamma_a = 3.0g$. Parâmetros: $\gamma_x = 0.02g$, $P_a = 10^{-5}g$, $P_x = 10^{-5}g$ em (a) e $P_x = 0$ em (b). 45

Figura 4.1 – Ilustração do sistema ponto quântico-cavidade acoplado a uma outra cavidade vazia com interações com o meio externo. 47

Figura 4.2 – Espectros de emissão da cavidade A $S_a(\omega)$ -painéis em vermelho à esquerda e da cavidade B $S_b(\omega)$ -painéis em laranja à direita como função da dessintonia entre o éxciton e a cavidade A . As figuras de (a) a (d) são para $\delta = \omega_b - \omega_a = 0$ enquanto as figuras de (e) a (h) são para $\delta = \omega_b - \omega_a = 5g$. Em (a), (b), (e) e (f) são mostrados resultados para ambas as cavidades com bom fator de qualidade enquanto (c), (d), (g) e (h) a cavidade B é de baixa qualidade. Foram usados os parâmetros $\gamma_a = 0.5g$, $\gamma_x = 0.002g$, $\gamma_\phi = 0.1g$, $P_x = 0.01g$, $P_a = 0.05g$ e $J = g$. A intensidade das cores estão em unidades arbitrárias sendo que em todos os painéis é considerado a escala de cor com cores escuras para mais altas intensidades. 49

Figura 4.3 – (a) Espectro de emissão da cavidade B , S_b , como função de γ_b em ressonância $\omega_x = \omega_a = \omega_b$, Em (b) e (c) são comparados os espectros de emissão da cavidade A e da cavidade B para os valores de extremos de $\gamma_b = 0.1g$ e $\gamma_a = 5g$, respectivamente. Em (d), (e) e (f) foi feito o mesmo que em (a), (b) e (c), respectivamente, para as cavidades não ressonantes ($\omega_a = \omega_b$) Os parâmetros foram os mesmos utilizados na Fig. 4.2	51
Figura 4.4 – Espectro de emissão do sistema PQ-cavidade na ressonância observado por ambos os canais de radiação, cavidade A em vermelho e cavidade B em laranja, como função da taxa de <i>dephasing</i> puro do éxciton do PQ. Parâmetros: $\gamma_\phi = 0.1g$; $\gamma_a = 0.5g$, $\gamma_x = 0.002g$; $P_a = 0.1g$; $P_x = 0.02g$.	52
Figura 4.5 – Espectro de emissão do sistema PQ-cavidade na ressonância observado por ambos os canais de radiação, cavidade A em vermelho e cavidade B em laranja, como função da taxa de fóton <i>hopping</i> entre as cavidades. Parâmetros: $\gamma_\phi = 0.1g$; $\gamma_a = 0.5g$, $\gamma_x = 0.002g$; $P_a = 0.1g$; $P_x = 0.02g$.	53
Figura 5.1 – Representação da disposição dos componentes do sistema molécula de pontos quânticos-cavidade com os efeitos dissipativos	56
Figura 5.2 – Autovalores e autovetores do sistema como função da dessintonia entre os PQs da molécula, com o modo da cavidade no ponto de mínimo (a), (b), (c), (d) e no ponto de máximo (e), (f), (g), (h). Para cada autovalor descrito em (a), os autovetores descritos em (b), (c) e (d) mostram a contribuição do modo da cavidade (vermelho sólido), do éxciton direto (azul tracejado) e do éxciton indireto (verde pontilhado). Os painéis (e), (f), (g) e (h) são análogos aos painéis (a), (b), (c) e (d), respectivamente.	58
Figura 5.3 – Espectros de emissão do sistema como função da dessintonia da molécula e com o modo da cavidade fixo na posição de acoplamento máximo. A intensidade das cores estão em unidades arbitrárias sendo que em todos os painéis é considerado a escala de cor com cores escuras para mais altas intensidades. Parâmetros: $\gamma_d = 10^{-4}g_+$, $\gamma_i = 10^{-4}g_+$ e $\gamma_a = 2g_+$.	59
Figura 5.4 – Espectros de emissão do sistema como função da dessintonia da molécula e com o modo da cavidade fixo na posição de não acoplamento. A intensidade das cores estão em unidades arbitrárias sendo que em todos os painéis é considerado a escala de cor com cores escuras para mais altas intensidades. Parâmetros: $\gamma_d = 10^{-4}g_+$, $\gamma_i = 10^{-4}g_+$ e $\gamma_a = 2g_+$.	60

- Figura 5.5 – Comparação entre os espectros de luminescência do sistema molécula de pontos quânticos-cavidade (cores vermelho e azul) e sistema ponto quântico-cavidade (linha preta) como função de Γ_a na posição de máximo acoplamento. 61
- Figura 6.1 – Espectros de emissão para o canal de radiação da cavidade A , $S_a(\omega)$ (em vermelho), para a cavidade B , $S_b(\omega)$, (em laranja), para o ponto quântico 1, $S_1(\omega)$, (em azul) e para o ponto quântico 2, $S_2(\omega)$, (em verde), como função da dessintonia entre a energia do primeiro éxciton e o modo da cavidade A . Parâmetros: $\gamma_a = \gamma_b = 0.5g$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.002g$, $\gamma_\phi = \gamma_\phi = 0.002g$, $P_a = P_b = 0.05g$, $P_1 = P_2 = 0.001g$, $J = g$ 66
- Figura 6.2 – Autovalores e autoestados polaritônicos para o sistema em questão. (b), (c), (d) e (e) apresentam os autovetores $|\lambda_0\rangle$, $|\lambda_1\rangle$, $|\lambda_2\rangle$ e $|\lambda_3\rangle$ revelando a contribuição da cavidade A (em vermelho), da cavidade B (em laranja), do PQ1 (em azul) e do PQ2 (em verde) nos respectivos autovalores λ_0 , λ_1 , λ_2 e λ_3 apresentados em (a), como função da dessintonia entre a energia do primeiro éxciton e o modo da cavidade A . Parâmetros: $\gamma_a = \gamma_b = 0.5g$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.002g$, $\gamma_\phi = \gamma_\phi = 0.002g$, $P_a = P_b = 0.05g$, $P_1 = P_2 = 0.001g$, $J = g$ 67

Sumário

1	INTRODUÇÃO	13
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS	22
2.1	Pontos quânticos semicondutores	22
2.2	Quantização canônica do campo eletromagnético em cavidades . .	23
2.3	Acoplamento ponto quântico-cavidade	25
2.4	Processos incoerentes	28
2.5	Cálculo do espectro de emissão	32
3	PONTO QUÂNTICO ÚNICO EM UMA CAVIDADE	38
3.1	Cálculo analítico para a função espectral	38
3.2	<i>Splitting</i> na ressonância	42
4	PONTO QUÂNTICO-CAVIDADE ACOPLADO A OUTRA CAVI- DADE	46
4.1	Modelo e Formalismo	46
4.2	Espectros de Emissão	48
5	MOLÉCULA DE PONTOS QUÂNTICOS EM UMA ÚNICA CAVI- DADE	54
5.1	Modelo e Formalismo	54
5.2	Espectros de Emissão	61
6	DOIS SUBSISTEMAS PQ-CAVIDADE ACOPLADOS	64
6.1	Modelo e Formalismo	64
6.2	Espectro de emissão	65
7	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS FUTURAS	69
	Referências	71

1 Introdução

Atualmente, todo o processo de informação tem como base o fluxo de cargas em dispositivos eletrônicos. Um processo alternativo a este consiste em utilizar princípios da Mecânica Quântica para propor uma nova forma de processar a informação. Ao invés do bit (unidade básica de processamento) clássico formado por 0 e 1, passa-se a utilizar dois estados quânticos de um sistema de dois níveis, denominados *bit quântico* ou *qubit*. Esta nova abordagem se mostra interessante pela forma de armazenamento e processamento da informação. Ao contrário do bit clássico, onde estes processos ocorrem num estado 0 ou 1, num qubit eles podem ocorrer numa superposição de estados quânticos, podendo ser 0 e 1 simultaneamente.

Todavia, o maior ganho desta nova forma de computação surge quando há interação entre dois qubits, que se misturam e formam um estado emaranhado. Alguns algoritmos quânticos mostraram que isso pode ser utilizado para acelerar o processamento de certas informações em comparação com os computadores clássicos [4, 5, 6]. A partir de então, muitas pesquisas e propostas têm sido feitas voltadas para a busca de sistema quântico ideal para esta tarefa. Dentre estes trabalhos pode-se destacar o trabalho de Loss e DiVincenzo [7], onde foi proposto a utilização do grau de liberdade de spin de elétrons aprisionados em pontos quânticos semicondutores (PQs), cujo tempo de decoerência é relativamente grande, permitindo muitas manipulações quânticas antes que a informação seja perdida. Isto resulta do fato de o grau de liberdade de spin do elétron ser fracamente acoplado com o meio ambiente ao seu redor, além de ter uma boa interação com a luz, de forma que sistemas baseados em ótica sejam interessantes.

A ótica quântica é um dos campos da Física que mais avançaram nos últimos anos. Entretanto, suas aplicações tecnológicas ficam um pouco restritas devido ao fato de necessitarem de equipamentos grandes. Em busca de alternativas, sistemas de estado sólido têm se mostrado muito promissores, onde experimentos de ótica quântica podem ser realizados diretamente no dispositivo (*on chip*) [8, 9]. Como exemplos têm-se junções

supercondutoras, defeitos em semicondutores e diamantes, pontos quânticos semicondutores, entre outros.

Um dos campos centrais estudados em ótica quântica tem sido a interação de emissores quânticos com a luz. Na ótica quântica usual, estes emissores são átomos de diferentes espécies. Entretanto, este conhecimento tem se expandido, sendo aplicado a emissores mais complexos baseados em sistema de estado sólido, tais como pontos quânticos semicondutores, junções supercondutores, entre muitos outros. Neste trabalho, o foco principal será estudar a interação radiação matéria em sistemas físicos que podem ser fabricados artificialmente em sistemas de estado sólido, como PQs acoplados a cavidades fotônicas. Sistemas de estado sólido apresentam algumas vantagens como a escolha de suas características óticas feitas em seu processo de fabricação.

Pontos quânticos semicondutores (PQs) auto-organizados, os quais serão considerados nestes estudos, consistem de uma região nanométrica semelhante a uma ilha formada por um tipo de material semicondutor embutido em um outro semicondutor diferente. PQs exibem características tanto no transporte quanto em espectroscopia ótica que indicam o confinamento dos portadores de cargas nas três dimensões. Em particular, o éxciton surge da promoção de um elétron da banda de valência para a banda de condução, que, auxiliado pela interação coulombiana entre as partículas de cargas opostas (elétrons e buracos ou vacância de um elétron na banda de valência) formam um estado ligado. Os níveis de energia do éxciton são discretos devido ao confinamento em todas as direções, lembrando espectro de átomos. Em razão desta analogia, PQs são muitas vezes referidos como “átomos artificiais” [10, 11]. Assim, pode-se imaginar fazer experimentos de “Física Atômica” em um ambiente totalmente controlado dos sistemas de estado sólido. A vantagem dos PQs é que eles proporcionam uma escala energética diferente à dos átomos, a qual pode facilmente ser variada sobre uma ampla gama de parâmetros. Portanto, estes sistemas são ideais para investigações teóricas e experimentais, no qual a interação da luz com a matéria pode ser estudada num ambiente inteiramente controlado e com excelentes qualidades das medidas.

Uma das primeiras observações de PQs se deu “por acaso” e ocorreu durante o processo de fabricação de poços quânticos semicondutores. Durante a fabricação, que não

era ainda muito dominada, alguns defeitos surgiram. Estes defeitos permitiam que os portadores de carga se localizassem em regiões muito pequenas, criando assim os PQs.

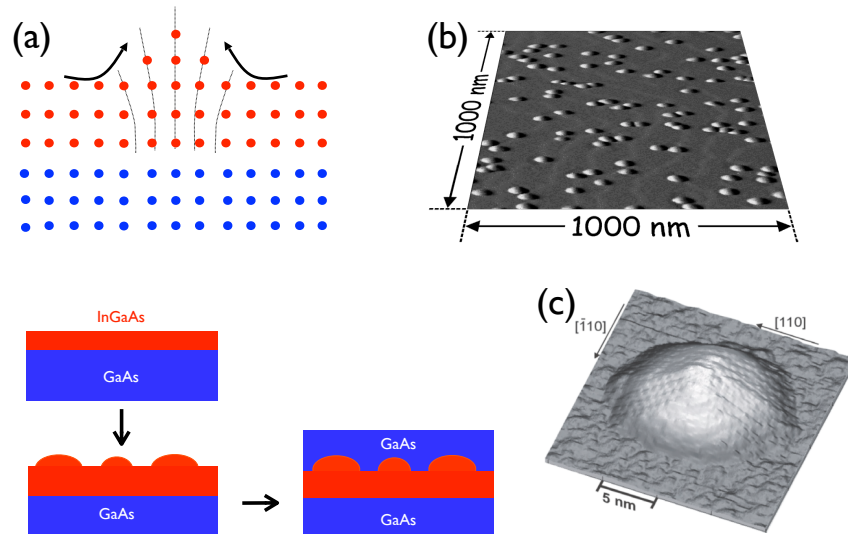


Figura 1.1 – (a) Processo de fabricação de pontos quânticos auto-organizados. Há um substrato de um material com parâmetro de rede ligeiramente distinto do material com o qual se deseja criar estes pontos quânticos. Em seguida, o material que se deseja formar os pontos quânticos é depositado sobre o substrato. Devido ao descasamento entre os parâmetros de rede, surge uma tensão que dá origem a formação de pequenas ilhas do material depositado. Por fim, é depositado outras camadas do material com o qual se iniciou o processo. (b) Imagem por Microscopia de força atômica de um automontado InGaAs/GaAs pontos quânticos Stranski-Krastanov [1]. (c) Imagem por Microscopia de tunelamento por varredura de um PQ de IsAs/GaAs individual, mostrado o perfil 3D [2].

É importante ressaltar que existem outros tipos de PQs semicondutores, como nano cristais que são sintetizados quimicamente e PQs que são definidos litograficamente sobre um gás de elétrons bidimensionais. Nestes últimos, usa-se litografia para desenhar eletrodos de dimensões bastante reduzidas, que ao se aplicar uma voltagem produz um campo elétrico espacialmente modulado, confinando os elétrons dentro de uma pequena área. Estes dois tipos de PQs são intensamente investigados e constituem áreas de pesquisa bastante ativa, entretanto, não serão abordados neste trabalho.

Voltando aos PQs auto-organizados, uma das grandes vantagens destes aos demais PQs é que os mesmos são óticamente ativos, permitindo seu acoplamento de forma natural com a luz. É então imediato pensar em criar nanocavidade e inserir estes PQs de modo a ter o equivalente de átomos em cavidade em sistemas de estado sólido. Isto

gerou um enorme interesse da comunidade científica, que agora poderia estudar efeitos da eletrodinâmica quântica de cavidades em ambientes artificiais e controlados. Embora do ponto de vista teórico isto parecia fácil, do ponto de vista experimental isto representava um enorme desafio a ser vencido. Os desafios vão desde a criação das nanocavidade até o controle dos tamanhos dos PQs de forma a casar suas frequências com as frequências da cavidade. Além disso, era necessário controlar o posicionamento dos PQs de forma a ter um acoplamento efetivo com o modo da cavidade. Os desafios foram logo vencidos. Nanocavidades foram construídas criando variações periódicas de índice de refração. Isto foi possível crescendo camadas subsequentes de diferentes materiais (estruturas do tipo pilar) ou criando estruturas periódicas de buracos em materiais semicondutores (cristais fotônicos), possibilitando criar regiões onde a luz com determinada frequência não pode se propagar em uma dada direção, como acontece em espelhos. Isto será discutido mais adiante. O controle da posição dos PQs nestas cavidades foi inicialmente feito por métodos estatísticos, onde se cresciam inúmeras amostras na esperança de que alguma contivesse um PQs com tamanho e posição adequados [12, 13]. O casamento espacial foi resolvido mais tarde através do posicionamento da cavidade sobre um PQ único previamente caracterizado por meio de litografia [14]. Uma vez superados os problemas experimentais, inúmeros outros experimentos puderam ser realizados [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18]. Dependendo da qualidade da cavidade (associada ao tempo que leva para um fóton aprisionado eventualmente escapar de dentro dela), fótons e excitações do PQ podem se acoplar fortemente, permitindo realizar tarefas importantes requeridas pela ciência da Informação Quântica, como acoplamento coerente e controlável e emaranhamento de sistemas quânticos distintos [19, 20]. Nestes dispositivos, um acoplamento controlável e eficiente entre o emissor quântico e os modos da cavidade é necessário para que estes sejam bons candidatos para computação quântica.

Em termos gerais, nanocavidades são estruturas que confinam o campo eletromagnético em uma região de dimensões nanométricas (Fig. 1.2). A introdução proposital de um defeito ou ausência de buracos durante o processo de fabricação define a região de confinamento, que não é perfeito por inúmeras razões. Assim, fótons que foram introduzidos na cavidade podem ser perdidos com uma certa taxa, conhecida como taxa de perda da

cavidade. Quanto melhor a cavidade, menor é a taxa de perda. Isto é caracterizado pelo termo fator de qualidade da cavidade, Q . Quando um PQ é inserido na cavidade, os modos fotônicos podem se acoplar aos éxcitons dos PQs. Quando a intensidade do acoplamento dos éxcitons com os modos da cavidade for menor que a taxa de perdas dos fótons da cavidade, o sistema se encontra em um regime conhecido como regime de acoplamento *fraco*. Neste caso o principal efeito observado é uma diminuição do tempo de vida do éxciton. Isto é conhecido como efeito Purcell [21]. Esta modificação no tempo de vida do éxciton pode ser obtida tratando o sistema por métodos perturbativos [22]. Quando a qualidade da cavidade é boa o suficiente para que a probabilidade de reabsorção do fóton seja maior do que a dele escapar, o sistema encontra no regime de acoplamento *forte*. Este regime é caracterizado pela troca reversível de *quanta* entre o emissor e a cavidade. O interesse neste regime pode ser a aplicação em protocolos de informação quântica. Este caso é também interessante do ponto de vista teórico, pois, quando a frequência do éxciton está em ressonância com o modo da cavidade e quando este é excitado, um estado quântico caracterizado por parte fóton e parte éxciton é criado. Este estado é conhecido como éxciton-poláriton ou simplesmente poláriton [12]. A manifestação destes novos estados pode ser observada através de oscilações temporais nas populações dos modos da cavidade e/ou éxcitons, ou através de um anti-cruzamento presente no espectro quando as frequências do éxciton e cavidade são trazidas em ressonância mediante a variação de um parâmetro físico.

Desta forma, e como mencionado anteriormente, o acoplamento entre um PQ e os modos da cavidade pode ser dividido em dois regimes, *fraco* ou *forte*, dependendo do tempo de vida médio da excitação dos PQs e do tempo que leva para o fóton escapar da cavidade, assim como da intensidade do acoplamento entre o éxciton e o modo da cavidade. É interessante notar que no regime de acoplamento fraco, a emissão espontânea pode ser aumentada ou reduzida (quando comparada ao seu valor na ausência de cavidade) simplesmente ajustando a frequência do modo da cavidade de maneira a entrar ou sair da ressonância com as transições excitônicas do PQ. Em ressonância temos o efeito Purcell já mencionado, e fora da ressonância temos um aumento no tempo de vida devido ao fato de

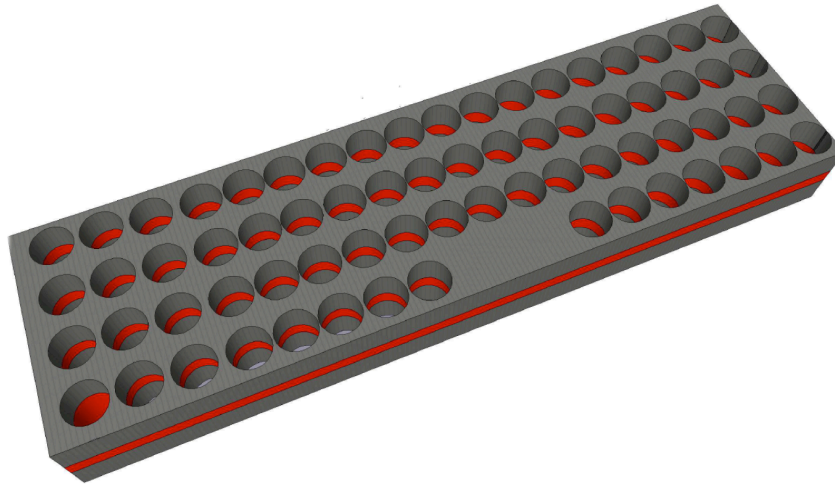


Figura 1.2 – Cristal fotônico bidimensional formado por lacunas cilíndricas. A ausência dos buracos, neste caso de três buracos, constitui um defeito induzido na estrutura periódica de buracos, criando um estado localizado para a luz na região onde não há buracos e com uma frequência que depende das dimensões dos mesmo. Desta forma, a luz com aquela frequência só pode existir na região do defeito, ficando confinada. Este tipo de cavidade é conhecida da literatura como cavidade do tipo L3.

que a cavidade altera a densidade fotônica, diminuindo a possibilidades de flutuações no vácuo do campo eletromagnético quando comparado com o sistema sem cavidade. Se a cavidade tiver uma direção preferencial para a saída dos fótons, este efeito irá direcionar e aumentar a eficiência da coleta dos fótons emitidos pelo PQ [23, 24]. Isto é altamente desejável para aplicações em dispositivos óptico-eletrônicos assim como em informação quântica, podendo ser utilizado como dispositivos que emitem fótons únicos em demanda. Entretanto, quando o acoplamento entre o PQ e a cavidade é *forte*, a irreversibilidade da emissão espontânea é modificada e uma troca reversível de energia entre o PQ e a cavidade é possível. Este regime de acoplamento tem sido observado experimentalmente por diversos grupos em várias partes do mundo [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18].

Além da dificuldade no casamento espacial do PQ com o modo da cavidade, outro desafio tecnológico encontrado neste sistema é a obtenção da perfeita ressonância espectral entre a frequência do éxciton com a frequência do modo da cavidade. Para resolver este problema, vários grupos experimentais têm usado os métodos de gravação digital (*digital etching*) [25, 26, 27] ou condensação de Nitrogênio [28, 29] para sintonizar o modo da cavidade ou o aumento da temperatura para ajustar a energia dos PQs [25, 13, 12]. Cada um

desses métodos apresentam as desvantagens de serem lentos e não espacialmente seletivos. Para futuras aplicações é altamente desejável ter um mecanismo rápido, espacialmente seletivo e de fácil sintonia fina. Para resolver este problema, o grupo do Prof. Jonathan Finley desenvolveu um dispositivo no qual os PQs e as cavidades são fabricados em uma estrutura do tipo foto-diodo [30]. Neste caso, os níveis de energia seriam ajustados pelo efeito Stark confinado, variando uma voltagem aplicada na amostra. Para a questão da seleção espacial foi usado um método onde a excitação é feita na frequência de um modo de cavidade mais alta, o qual acoplará seletivamente os PQs onde o campo elétrico do modo da cavidade apresentar um máximo [31]. Com estes dois processos foi possível demonstrar acoplamento forte entre um PQ e cavidade ressonante variando apenas o campo elétrico o que permitiu inferir, por exemplo, qual seria o efeito do aumento da temperatura comumente usado por outros grupos [25, 13, 12]. Usando dois PQs com efeito Stark distintos, foi possível ainda explorar quando dois PQs espacialmente separados se acoplam fortemente com mesmo modo da cavidade.

É importante mencionar que a primeira observação de polárions no contexto de semicondutores foi feito em poços quânticos [32], porém, alguns autores o consideram como um efeito clássico [33], já que o número de excitações necessárias para esta observação experimental foi alta. De fato, este pode ser qualitativamente descrito em termos das equações de Maxwell acopladas a suscetibilidade excitônica. A busca por processos de *quanta* simples continua por colocar esforços na redução na dimensionalidade do sistema chegando aos pontos quânticos [34, 35] e ao projeto de microcavidades como as pilares [36], microdiscos [37] e cavidades de cristais fotônicos [38, 39, 40].

Todos os esforços resultaram quase ao mesmo tempo no acoplamento forte entre pontos quânticos e microcavidades do tipo pilar [12], cristal fotônico [13] e microdisco [41]. A assinatura experimental de acoplamento forte em todos os relatos diz sobre o anti-cruzamento entre o éxciton do PQ e os modos da cavidade. A partir disto, vários avanços têm sido alcançados nesta área, como a localização precisa dos pontos quânticos no interior das cavidades [25, 14], o controle dos seus estados por meio de campos elétricos [30] entre outros que construíram ao longo do tempo a eletrodinâmica quântica de cavidades.

Para ser capaz de utilizar PQs para informação quântica um passo ainda é necessário. Além da inicialização e manipulação de único qubit, precisa-se ainda ser capaz de acoplar dois destes objetos e emaranhá-los, o que leva naturalmente ao conceito de dois PQs acoplados, formando uma “molécula artificial”. Muitos trabalhos têm sido feitos nesta direção, onde nos últimos anos bons exemplos de formação de uma molécula foram obtidos [42, 43, 44, 45, 46, 47, 48, 49, 50]. Entretanto a manipulação coerente de tais objetos usando pulsos de laser, assim como sua inserção em nanocavidade permanece pouco explorada.

De maneira análoga à manipulação de moléculas de PQs, também estão sendo bastante analisadas a junção de moléculas fotônicas que são cadeias de cavidades acopladas [51, 52, 8, 9].

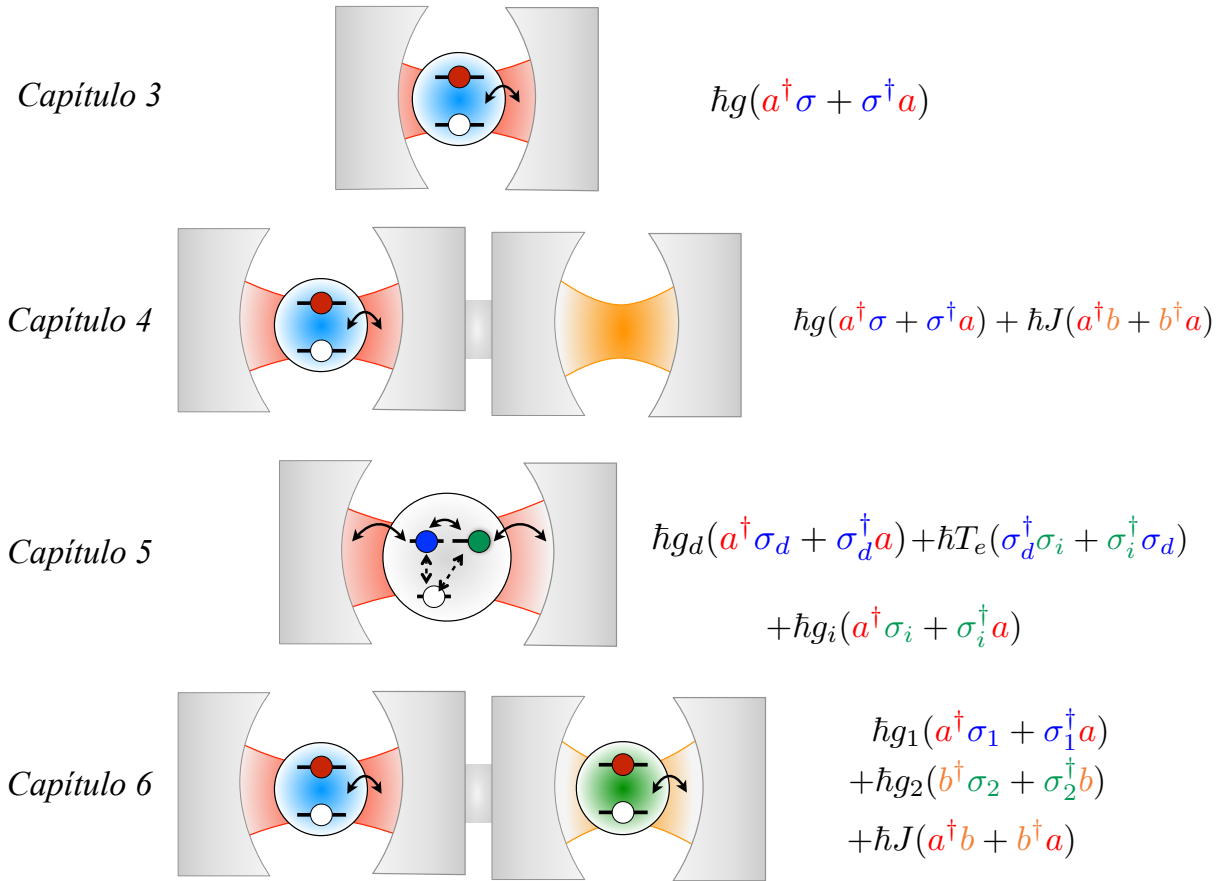


Figura 1.3 – Representação esquemática com suas respectivas interações dos sistemas estudados neste trabalho.

O objetivo aqui é estudar a interação radiação-matéria em sistemas formados por pontos quânticos inseridos dentro de nanocavidades construídas em cristais fotônicos. Assim, esta tese será organizada da seguinte forma [Veja Fig. 1.3].

No capítulo 2 serão descritos os conceitos a serem utilizados e discutidos nesta tese de um modo geral. Em seguida, no capítulo 3, será estudado o acoplamento forte de um sistema de um único PQ inserido em uma nanocavidade, com ênfase no entendimento dos efeitos dos termos incoerentes no espectro de emissão, assim como nos seus efeitos sobre o *splitting* de Rabi. Posteriormente, no capítulo 4, será analisado o caso onde há uma cavidade vazia acoplado à outra cavidade contendo um PQ no seu interior. Será estudada a emissão de cada componente afim de encontrar as condições necessárias para se usar a cavidade vazia como instrumento de monitoramento do subsistema PQ-cavidade. Consecutivamente, no capítulo 5, é investigada a emissão espectral de uma molécula de PQs inserida em uma nanocavidade, tentando entender as vantagens e as desvantagens de se utilizar esta configuração ao invés de um único ponto quântico. E como último tópico abordado, no capítulo 6, tratamos a situação em que dois subsistemas PQ-cavidade interagem entre si. O interesse está na possibilidade de interação indireta entre os emissores. Por fim, no capítulo 7 apresentaremos as conclusões dos resultados obtidos e as perspectivas futuras para esta área de pesquisa.

2 Fundamentos Teóricos

Neste capítulo será apresentado uma descrição teórica dos métodos e conceitos usados nesta tese. Inicialmente serão descritos os subsistemas utilizados, ponto quântico e nanocavidade, com seus Hamiltonianos e aproximações. Os pontos quânticos serão tratados como sistemas de dois níveis. Já em seguida será descrito o campo eletromagnético no interior da nanocavidade que pode ser quantizado. Também será mostrado o formalismo da matriz densidade e alguns teoremas utilizados com o intuito de obter o espectro de emissão.

2.1 Pontos quânticos semicondutores

Um ponto quântico semicondutor consiste em sistema de dimensões reduzidas de forma que o mesmo apresenta quantização em todas as direções espaciais. Assim, seus níveis de energia se assemelham muito aos de átomos, sendo muitas vezes referido como “átomo artificial”. Seus níveis de energia são, em geral, bem espaçados e podem ser acessados individualmente com uso de técnicas espectroscópicas. Em muitos casos se pode ignorar a maioria dos estados quânticos dos PQ, ficando acessíveis apenas o estado fundamental e primeiro estado excitado, o que permite considerar este sistema como um sistema de dois níveis, cujo grau de isolamento é bastante satisfatório. Esta é uma das razões pela qual os PQs são fortes candidatos a qubits em sistemas de estado sólido. Este sistema pode ser manipulado por meios óticos ultrarrápidos como, por exemplo, com o uso de pulsos de laser. Para fazer o tratamento nesta tese, os PQs serão considerados como sistemas de dois níveis genéricos, onde o estado fundamental será representado por $|0\rangle$ e o estado excitado por $|X\rangle$. Este sistema é um emissor quântico com uma transição ativa óticamente entre eles. A única exceção será feita ao tratar as moléculas de pontos quânticos, e a mesma será discutida no seu referido capítulo.

Em geral, necessita-se apenas de dois parâmetros para descrever as propriedades de

um sistema de dois níveis descrevendo um emissor quântico, sua frequência de transição ω_x e o momento de dipolo da transição ótica \vec{d} . Assim, o Hamiltoniano deste sistema incluindo possíveis transições óticas pode ser escrito como:

$$H_x = \frac{\hbar\omega_x}{2}\sigma^z + (d_{ge}\sigma + d_{eg}\sigma^\dagger), \quad (2.1)$$

onde $\sigma^z = |X\rangle\langle X| - |0\rangle\langle 0|$, $\sigma = |0\rangle\langle X|$ e $\sigma^\dagger = |X\rangle\langle 0|$. Aqui $d_{ge} = \langle 0|\vec{d}|X\rangle = e\langle 0|\vec{q}|X\rangle$, o qual deve ser simétrico, ou seja $d_{ge} = d_{eg}$.

A descrição do sistema de dois níveis será feita em termos dos operadores de pseudospin σ^z , σ e σ^\dagger , e os últimos dois respeitam à propriedade de anticomutação para operadores fermiônicos $\{\sigma, \sigma^\dagger\} = 1$.

2.2 Quantização canônica do campo eletromagnético em cavidades

As equações de Maxwell descrevem classicamente os campos elétricos e magnéticos que não interagem no vácuo. Para quantizar o campo eletromagnético da cavidade, pode-se tomar estas equações no espaço livre [53],

$$\nabla \cdot \mathcal{E} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{B} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathcal{B} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathcal{B}}{\partial t}, \quad (2.5)$$

O potencial vetor $\vec{A}(r, t)$ pode ser postulado sabendo que $\mathcal{B} = \nabla \times \vec{A}$. Utilizando o Gauge de Coulomb, onde $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ e $\mathcal{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$, as equações três primeiras de Maxwell ficam satisfeitas. A última equação fica satisfeita se:

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.6)$$

Deste modo, o potencial vetor $\vec{A}(r, t)$ satisfaz uma equação de onda viajando com a velocidade da luz c . A Eq. (2.6), por sua vez, possui soluções dadas por:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}(k)e^{ik\cdot\vec{r}}e^{i\omega t} \quad (2.7)$$

sendo $\omega_k = |K|c$. Note que o Gauge de Coulomb, $\nabla \cdot \vec{A} = 0$, implica em $\vec{A}(\vec{r}, t)$ sendo perpendicular à direção de propagação, fazendo que o Gauge de Coulomb seja também conhecido como Gauge Transversal. A solução para a equação de onda pode ser reescrita como $\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\vec{k}, \lambda} \hat{e}_{k\lambda} \vec{A}_{k\lambda}(\vec{r}, t)$ onde $\hat{e}_{k\lambda}$ são versores perpendiculares à \vec{k} e a forma geral para $\vec{A}_{k,\lambda}(\vec{r}, t)$ se torna:

$$\vec{A}_{k,\lambda}(\vec{r}, t) = \vec{A}_{k,\lambda} e^{-i(\omega_k t - \vec{k} \cdot \vec{r})} + \vec{A}_{k,\lambda}^* e^{i(\omega_k t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.8)$$

Repare que \vec{k} e $-\vec{k}$ são termos diferentes na soma e que $\vec{A}_{k\lambda}$ e $\vec{A}_{k\lambda}^*$ são valores e não funções de \vec{r} e t . A forma de $\vec{A}_{k\lambda}(\vec{r}, t)$ garante que $\vec{A}(\vec{r}, t)$ seja real e com análogo quântico Hermitiano. Utilizando os vetores unitários com polarização circulares definidos como:

$$\hat{e}_{k\pm} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{e}_k \pm i \hat{e}_k), \quad (2.9)$$

que seguem as condições $\hat{e}_{k\lambda}^* \cdot \hat{e}_{\pm k\lambda'} = \pm \delta_{\lambda\lambda'}$ e $\hat{e}_{k\lambda}^* \times \hat{e}_{\pm k\lambda'} = \pm i \lambda \delta_{\lambda\lambda'} \hat{k}$ onde \hat{k} é o vetor unitário na direção de k . Os campos elétrico e magnético, podem ser escritos por:

$$E(r, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{\vec{k}, \lambda} \hat{e}_{\vec{k}, \lambda} (A_{\vec{k}, \lambda} e^{-i(\omega_k t - \vec{k} \cdot \vec{r})} + A_{\vec{k}, \lambda} e^{i(\omega_k t - \vec{k} \cdot \vec{r})}) \right) \quad (2.10)$$

$$B(r, t) = \nabla \times \left(\sum_{\vec{k}, \lambda} \hat{e}_{\vec{k}, \lambda} (A_{\vec{k}, \lambda} e^{-i(\omega_k t - \vec{k} \cdot \vec{r})} + A_{\vec{k}, \lambda} e^{i(\omega_k t - \vec{k} \cdot \vec{r})}) \right). \quad (2.11)$$

A energia do campo eletromagnético é dada pela integração da densidade de energia no espaço todo,

$$U_{em} = \frac{1}{8\pi} \int_V d^3r \left(|\mathcal{E}(\vec{r}, t)|^2 + |\mathcal{B}(\vec{r}, t)|^2 \right). \quad (2.12)$$

De acordo com o eletromagnetismo, a cavidade é de dimensões muito grandes e paredes semicondutoras, o que resulta na condição de contorno $k = \frac{2\pi}{L}(n_x, n_y, n_z)$ para n_x, n_y, n_z inteiros.

Da Eq. (2.10), tem-se o campo elétrico:

$$E(r, t) = \frac{i}{c} \sum_{\vec{k}', \lambda'} \omega_{k'} \left(A_{\vec{k}', \lambda'} e^{-i(\omega_{k'} t - \vec{k}' \cdot \vec{r})} + A_{\vec{k}', \lambda'}^* e^{i(\omega_{k'} t - \vec{k}' \cdot \vec{r})} \right) \hat{e}_{\vec{k}', \lambda'} \quad (2.13)$$

e seu complexo conjugado:

$$E^*(r, t) = -\frac{i}{c} \sum_{\vec{k}', \lambda'} \omega_{k'} \left(A_{\vec{k}', \lambda'} e^{-i(\omega_{k'} t - \vec{k}' \cdot \vec{r})} + A_{\vec{k}', \lambda'}^* e^{i(\omega_{k'} t - \vec{k}' \cdot \vec{r})} \right) \hat{e}_{\vec{k}', \lambda'} \quad (2.14)$$

Ao colocar-se este resultado na energia total, mantendo a ordem apresentada, a primeira parte pode ser reescrita da seguinte forma,

$$\int_V |\vec{E}(\vec{r}, t)|^2 d^3r = \sum_{\vec{k}, \lambda} \frac{\omega_k}{c^2} V \left[\vec{A}_{\vec{k}, \lambda}^* \vec{A}_{\vec{k}, \lambda} + \vec{A}_{\vec{k}, \lambda} \vec{A}_{\vec{k}, \lambda}^* + \vec{A}_{\vec{k}, \lambda}^* \vec{A}_{-\vec{k}, \lambda} e^{i2\omega_k t} + \vec{A}_{\vec{k}, \lambda} \vec{A}_{-\vec{k}, \lambda} e^{-i2\omega_k t} \right], \quad (2.15)$$

onde foi considerado que $\int_V e^{(ik \mp k') \cdot r} d = V \delta k, \mp k'$. No caso do campo magnético,

$$\int_V |\vec{B}(\vec{r}, t)|^2 d^3r = \sum_{\vec{k}, \lambda} \frac{\omega_k}{c^2} V \left[\vec{A}_{\vec{k}, \lambda}^* \vec{A}_{\vec{k}, \lambda} + \vec{A}_{\vec{k}, \lambda} \vec{A}_{\vec{k}, \lambda}^* - \vec{A}_{\vec{k}, \lambda}^* \vec{A}_{-\vec{k}, \lambda} e^{i2\omega_k t} - \vec{A}_{\vec{k}, \lambda} \vec{A}_{-\vec{k}, \lambda} e^{-i2\omega_k t} \right] \quad (2.16)$$

Com isso, a energia do campo eletromagnético fica:

$$U_{em} = \frac{1}{8\pi} \int_V d^3r \left(|\mathcal{E}(\vec{r}, t)|^2 + |\mathcal{B}(\vec{r}, t)|^2 \right) = \frac{1}{4\pi} V \sum_{\vec{k}, \lambda} \frac{\omega_k^2}{c} \left(\vec{A}_{\vec{k}, \lambda}^* \vec{A}_{\vec{k}, \lambda} + \vec{A}_{\vec{k}, \lambda} \vec{A}_{\vec{k}, \lambda}^* \right). \quad (2.17)$$

Supondo que o campo eletromagnético seja composto por uma coleção de partículas idênticas, os fótons, pode-se definir os operadores: a^\dagger , um operador que cria fóton com polarização λ , momento $\hbar \vec{k}$, e energia $\hbar \omega_k = \hbar ck$; $a_\lambda(k)$, um operador que aniquila um fóton com polarização λ , momento $\hbar \vec{k}$, e energia $\hbar \omega_k = \hbar ck$. Com esta hipótese de que os fótons não interagem, o Hamiltoniano é aditivo de uma partícula, que pode ser escrito como:

$$H_{cav} = \sum_{\kappa \lambda} \hbar \omega_\kappa a_\kappa^\dagger(\vec{k}) a_\lambda(\vec{k}). \quad (2.18)$$

2.3 Acoplamento ponto quântico-cavidade

Ao colocar um emissor dentro da cavidade, o mesmo irá se acoplar com o campo eletromagnético ali presente. A intensidade do acoplamento depende de vários fatores, como o momento de dipolo do PQ e a intensidade do campo eletromagnético na posição do emissor. A efetiva troca de informação entre os subsistemas depende ainda de outros fatores, como proximidade entre as frequências do modo da cavidade e do ponto quântico (dessintonia) e as suas perdas (processos incoerentes), que podem tornar esta troca de informação inviável mesmo para casos ressonantes.

Separadamente, ambos os sistemas já foram tratados, sendo seus Hamiltonianos dados pelas equações (2.1) (primeira parte) e (2.18). A interação entre estes dois subsistemas

se dá através do momento de dipolo que se acopla com o campo eletromagnético da cavidade, o qual assume a forma,

$$H_{int} = -\vec{d} \cdot \mathcal{E}(\vec{r}). \quad (2.19)$$

A força do acoplamento pode ser definido pelo parâmetro de acoplamento g . Ele descreve o acoplamento do momento de dipolo da transição ao campo elétrico da cavidade \mathcal{E} ,

$$\hbar g = |\langle \vec{d} \cdot \vec{\mathcal{E}} \rangle|. \quad (2.20)$$

O Hamiltoniano de interação pode ser portanto escrito de acordo com a equação Eq. (2.10) em termos dos operadores de transição,

$$H_{int} = -d \cdot \sum_{\kappa} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\kappa}}{V \epsilon_0}} (\sigma(t) + \sigma^{\dagger}(t)) (a(t) + a^{\dagger}(t)) \mathcal{E}(r). \quad (2.21)$$

Se a frequência do éxciton, ω_x , e a frequência do modo cavidade, ω_a , estão perto da ressonância, os termos σa e $\sigma^{\dagger} a^{\dagger}$ que oscilam rapidamente podem ser desprezados. Esta aproximação conhecida como Aproximação de Ondas Girantes, RWA, (do inglês, Rotating Wave Approximation) conduz o Hamiltoniano à forma

$$H_{int} = \hbar g (\sigma^{\dagger} a + a^{\dagger} \sigma), \quad (2.22)$$

onde $g = \left(\frac{d^2 \omega_k}{V \epsilon_0 V} \right)^{1/2}$.

Finalmente, para um único modo da cavidade ($\omega_k = \omega_a$), a expressão completa para o Hamiltoniano incluindo a interação toma a forma

$$H = \hbar \omega_a a^{\dagger} a + \frac{1}{2} \hbar \omega_x \sigma^z + \hbar g (\sigma^{\dagger} a + a^{\dagger} \sigma). \quad (2.23)$$

Este Hamiltoniano é conhecido como Hamiltoniano de Jaynes-Cummings (HJC), que, embora pareça complicado, pode ser diagonalizado analiticamente. O fato de encontrar os estados estacionários do HJC fornece uma descrição das transições dos estados dos componentes isolados para os estados vestidos, que são uma superposição dos estados desacoplados. Para demonstrar esta solução, considere que num dado instante a cavidade tenha n fótons e PQ encontra-se no seu estado excitado $|X\rangle$. Desconsiderando qualquer tipo de perda ou ganho, e considerando o acoplamento entre PQ e cavidade, este estado não

é um autoestado do sistema. Eventualmente o éxciton poderá ir para o estado fundamental, criando um fóton na cavidade, ficando com $n + 1$ fótons e no estado excitônico $|0\rangle$. Nesta configuração, estes são os únicos estados possíveis. Assim, podemos escolher estes como bases, ou seja,

$$|\psi_{1n}\rangle = |X\rangle |n\rangle \quad (2.24)$$

$$|\psi_{2n}\rangle = |0\rangle |n + 1\rangle. \quad (2.25)$$

Na ausência de interação os mesmos tem as energias

$$E_{1n} = \hbar \left(\frac{1}{2} \omega_x + n \omega_a \right) \quad (2.26)$$

$$E_{2n} = \hbar \left(-\frac{1}{2} \omega_x + (n + 1) \omega_a \right). \quad (2.27)$$

Nesta representação, incluindo a interação, o HJC pode ser matricialmente representado por:

$$H = \begin{bmatrix} n\omega_a + \frac{1}{2}\omega_x & g\sqrt{n+1} \\ g\sqrt{n+1} & (n+1)\omega_a - \frac{1}{2}\omega_x \end{bmatrix}. \quad (2.28)$$

Os autovalores de energia deste subsistema contendo $n + 1$ excitações podem ser escritos como:

$$E_{\pm} = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_a \pm \frac{\hbar}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4g^2(n+1)}, \quad (2.29)$$

onde o segundo termo corresponde à energia de Rabi em que inclui os efeitos de dessintonia $\Delta = \omega_x - \omega_a$. Pode-se então definir a frequência de Rabi como

$$\Omega = \sqrt{\Delta^2 + 4g^2(n+1)}. \quad (2.30)$$

Desta forma, os autoestados $|n, \pm\rangle$ associados aos autovalores de energia, que são comumente conhecidos como estados vestidos, são dados por:

$$|n, +\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\Omega}} \left[\sqrt{\Omega + \Delta} |\psi_{1n}\rangle + \sqrt{\Omega - \Delta} |\psi_{2n}\rangle \right] \quad (2.31)$$

$$|n, -\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\Omega}} \left[-\sqrt{\Omega - \Delta} |\psi_{2n}\rangle + \sqrt{\Omega + \Delta} |\psi_{1n}\rangle \right]. \quad (2.32)$$

Esta descrição de estados vestidos é muito importante para entender como os processos de excitações ocorrem em PQs acoplados com cavidades. Note que a frequência de Rabi depende claramente do número de excitações presentes no sistema. O mesmo pode ser representado pelo diagrama de níveis mostrado na Fig. 2.1.

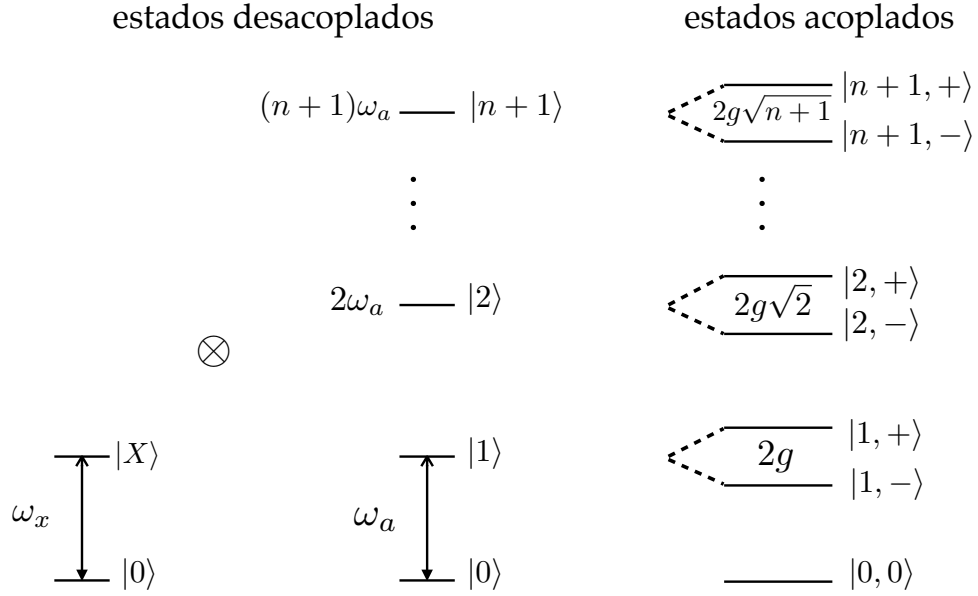


Figura 2.1 – Diagrama de níveis com os estados desacoplados (à esquerda) e acoplados (à direita). Os estados desacoplados também podem ser chamados de estados nus e os autoestados acoplados recebem também o nome de estados vestidos.

2.4 Processos incoerentes

A descrição da dinâmica do sistema deve incluir os processos de decoerência, resultado da interação do mesmo com o ambiente, que influenciam de maneira irreversível a evolução do sistema. O primeiro termo à ser levado em conta é a perda de excitação, também conhecida como dissipação. À temperatura zero, fótons e éxcitons no interior na cavidade tem tempos de vida finitos, provocados pela má qualidade da cavidade com consequente perda de fótons, aqui representado por γ_a e pelo decaimento espontâneo do éxciton devido ao seu acoplamento com o vácuo eletromagnético, aqui representado por γ_x . Além destas interações, éxcitons em pontos quânticos semicondutores, que estão inseridos em outros materiais semicondutores, podem interagir com vibrações da rede (fônons) ou cargas que são criadas ao seu redor. Isto gera flutuações nos níveis de energias excitônicos, levando a uma perda de fase dos estados quânticos. Este processo é conhecido como *dephasing* puro e é aqui representado por γ_ϕ . Este processo é um dos que diferencia PQs semicondutores de átomos reais e foi introduzido apenas recentemente na descrição de tais sistemas [54].

Outro termo essencial é a excitação do sistema que nos experimentos realizados até

então em PQs em cavidade se baseiam em excitações incoerentes. Geralmente excita-se os níveis eletrônicos com energia bem acima do estado excitônico que está sendo investigado. Assim, cria-se um reservatório de pares elétron-buraco no material semiconductor, sendo alguns capturados pelos pontos quânticos através da relaxação com consequente emissão de fônons para a rede. Este é um processo irreversível, no sentido de que o éxciton criado no PQ não retorna aos níveis mais altos de energia, os quais não são considerados em nosso modelo, assim como os fônons gerados são dissipados na rede. Este processo, que injeta éxcitons nos PQs, é levado em conta no nosso modelo como um bombeio incoerente, aqui representado pela taxa P_x . Outro termo relevante é a criação de fótons na cavidade provenientes de outros PQs (presentes na cavidade, mas que não é o PQ de interesse que interage fortemente com a cavidade) que foram incoerentemente excitados e podem decair, emitindo fótons. Este processo é representado pela taxa P_a .

De acordo com a referência [54], é esperado que tanto os decaimentos quanto os bombeios não sejam influenciados pela temperatura. Esta expectativa foi confirmada por resultados experimentais onde γ_x , γ_a , P_x e P_a permaneceram aproximadamente constantes quando a temperatura varia. O único parâmetro que varia fortemente com a temperatura é a taxa de *dephasing* puro que aumenta aproximadamente seguindo a equação $\gamma_\phi = \gamma_\phi^0 + \alpha T$. A dependência linear da taxa de *dephasing* puro a baixas temperaturas é uma grande evidência da decoerência devido ao acoplamento com fônons acústicos.

Uma vez descrito os processos de perdas, pode-se obter a dinâmica de um operador arbitrário \mathcal{O} na representação de Heisenberg através da equação de movimento

$$\frac{d\mathcal{O}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\mathcal{O}, H] + \mathcal{L}(\mathcal{O}), \quad (2.33)$$

onde \mathcal{L} é o operador que leva em conta todas as perdas e ganhos do sistema, conhecido como operador Lindbladiano. Desta forma, obtêm-se a evolução dos operadores aniquilação para fótons a e éxciton σ , respectivamente através das equações:

$$\frac{da}{dt} = -(i\omega_a + \Gamma_a)a - ig\sigma \quad (2.34)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = ig\sigma^z a - (i\omega_x + \Gamma_x)\sigma, \quad (2.35)$$

sendo $\Gamma_a = \frac{\gamma_a - P_a}{2}$ e $\Gamma_x = \gamma_\phi + \frac{\gamma_x + P_x}{2}$ as perdas efetivas para a cavidade e para o PQ, respectivamente. Esta é uma equação não fechada, visto que na segunda equação tem um termo de alta ordem $\sigma^z a$, entretanto se ignoramos processos envolvendo dois fótons $\sigma_z a = (2\sigma^\dagger \sigma - 1)a \simeq -a$, pode-se reescrever esta equação da forma

$$\frac{dv}{dt} = Mv, \quad (2.36)$$

com

$$v = \begin{bmatrix} a \\ \sigma \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

e

$$M = \begin{bmatrix} -i\omega_a - \Gamma_a & -ig \\ -ig & -i\omega_x - \Gamma_x \end{bmatrix}, \quad (2.38)$$

cujos autovalores são da forma

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2}(\omega_x + \omega_a) - \frac{i}{2}(\Gamma_x + \Gamma_a) \pm \sqrt{g^2 + \frac{1}{4}[(\omega_x - \omega_a) + i(\Gamma_x - \Gamma_a)]^2}. \quad (2.39)$$

Esta equação permite fazer uma comparação entre o sistema ideal com outro não ideal. O termo dentro da raiz quadrada indica que oscilações de Rabi podem ocorrer no caso deste ser real e não amortecido. Isto é governado pela relação entre a constante de acoplamento g e as perdas efetivas Γ_x e Γ_a . Esta relação pode gerar um regime de acoplamento forte (SC) ou um regime de acoplamento fraco (WC). Neste sentido, SC e WC são formalmente definidos como o regime onde a frequência de Rabi na ressonância é puramente real ou puramente imaginária, respectivamente.

Isto exige uma melhor avaliação destes dois regimes.

Regime de acoplamento forte

Se $g > (\Gamma_x - \Gamma_a)/4$, o sistema estará em regime de acoplamento forte. Esta é a condição para que o radicando seja positivo e por consequência, seu valor seja puramente real. Este regime é caracterizado por uma transferência de energia coerente entre o emissor e o dipolo, sendo o acoplamento entre eles dominante sobre os canais de decaimento. No espectro de energia, este regime tem como assinatura característica um anticruzamento

entre o modo confinado na cavidade e o emissor quando ambos estão em ressonância. A Fig. 2.2 mostra o anticruzamento resultante como função da dessintonia $\omega_x - \omega_a$, representado pelas linhas cheias em vermelho. Para o caso desacoplado, tem-se as linhas pontilhadas, que se interceptam em $\omega_x = \omega_a$. Tais linhas são assíntotas para as linhas de energia acopladas. Os estados acoplados são ditos poláritons. A mínima separação em energia entre os estados de poláritons ocorre na ressonância ($\omega_a = \omega_x$). Nesta situação, a separação entre as energias dadas pela Eq. (2.39) se torna:

$$Spl_{Rabi} = 2\sqrt{g^2 - (\Gamma_x - \Gamma_a)^2/4}, \quad (2.40)$$

onde a máxima separação possível é de $2g$.

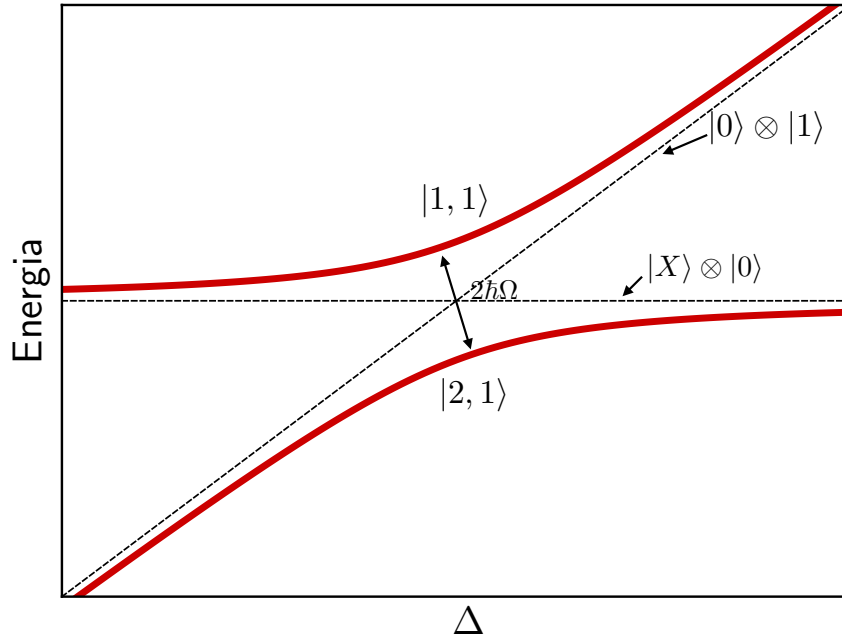


Figura 2.2 – Anticruzamento do sistema PQ-cavidade obtido com o modelo de Jaynes-Cummings. A energia dos estados de poláritons (linhas sólidas em vermelho) e os estados desacoplados (linhas tracejadas) é analisada como função de $\Delta = \omega_x - \omega_a$

Regime de acoplamento fraco

Inversamente ao regime de acoplamento forte, no regime de acoplamento fraco os processos dissipativos prevalecem sobre o acoplamento coerente. O regime é classificado pela relação $g < (\Gamma_x - \Gamma_a)/2$, correspondendo a um termo negativo dentro da raiz resultando

em um quociente imaginário. O emissor está ainda acoplado à cavidade e tem sua taxa de emissão aumentada devido ao Efeito Purcell.

2.5 Cálculo do espectro de emissão

O espectro de luminescência é uma das grandezas mais acessíveis experimentalmente. Esta descreve como a intensidade do campo eletromagnético emitido depende da sua frequência na posição do observador. Wiener and Khinchin estabeleceram uma relação importante entre a densidade espectral e a função correlação. A densidade espectral é a decomposição do sinal em suas componentes de autofrequências. A relação entre a frequência e a energia é dada por $E = \hbar\omega$, em que $\hbar = h/2\pi$. Experimentalmente, os fótons de um espectro são contados sobre um dado tempo pra construir o sinal. Pode-se utilizar também a denominação de “espectro de potência”, uma vez que é intensidade por unidade de tempo. Também, se pode olhar para a transformada de Fourier de um componente harmônico deste sinal pela superposição de ambos para obter um número:

$$\mathcal{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (2.41)$$

A amplitude \mathcal{E} é função de ω . Seu módulo quadrado para uma dada frequência esta relacionada a intensidade observada na posição do detector, assim, a densidade espectral assume a forma:

$$S(\omega) = |\mathcal{E}(\omega)|^2. \quad (2.42)$$

Considerando um emissor de dois níveis localizado no ponto r_0 , e na presença de um campo externo, o emissor seguirá um ciclo em que é excitado e em seguida emite radiação espontaneamente em todas as direções. A relação entre o operador de campo emitido em um ponto r e o operador atômico é dado por [55]:

$$\hat{\mathcal{E}}^\dagger(r, t) = \frac{\omega^2 p \sin(\alpha)}{4\pi\epsilon_0 c^2 |r - r_0|} u_x \hat{\sigma} \left(t - \frac{|r - r_0|}{c} \right), \quad (2.43)$$

onde ω é a frequência da luz coletada, p é a coordenada generalizada relacionada ao eixo de coleta e ao plano do emissor através do ângulo α .

O espectro de luminescência da luz fluorescente $S(r, \omega)$ no ponto r no campo distante é relacionado à transformada de Fourier da função correlação de campo como estabelecido pela teorema de Wiener-Khintchine:

$$S(r, \omega) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \Re \int_0^\infty \langle \mathcal{E}^{(-)}(r, t) \mathcal{E}^{(+)}(r, t + \tau) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (2.44)$$

em que os campos são tomados no limite $t \rightarrow \infty$.

Utilizando a Eq. (2.43), a média dos operadores de campo pode ser escrita como:

$$\langle \mathcal{E}^{(-)}(r, t) \mathcal{E}^{(+)}(r, t + \tau) \rangle = I_0(r) \langle \mathcal{E}^\dagger(t) \mathcal{E}(t + \tau) \rangle. \quad (2.45)$$

Tomando a normalização do espectro tal que o fator $I_0(r)$ contendo a dependência espacial é isolada e removida.

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \langle \mathcal{E}^\dagger(t) \mathcal{E}(t) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau \quad (2.46)$$

$$\hat{\mathcal{E}}^\dagger(r, t) = \eta_a \sqrt{\gamma_a} a(t) + \eta_x \sqrt{\gamma_x} \sigma(t). \quad (2.47)$$

em que os coeficientes η são coeficientes complexos que descrevem a eficiência da coleta dos campos elétricos da cavidade e do PQ e sua fase relativa. Desta forma, o espectro total pode ser expresso por:

$$S(\omega) = Re \int_0^\infty d\tau e^{i\omega\tau} \int_0^\infty \left(|\eta_a|^2 \gamma_a s_a + |\eta_x|^2 \gamma_x s_x + \eta_a \eta_x \sqrt{\gamma_a \gamma_x} s_{ax} + \eta_a \eta_x \sqrt{\gamma_a \gamma_x} s_{xa} \right), \quad (2.48)$$

onde os termos s_a , s_x , s_{xa} e s_{ax} representam as funções correlações descritas abaixo. Para calcular os valores esperados de dois tempos acima, o teorema da regressão quântica é empregado. Uma breve descrição deste teorema será feita na próxima subseção.

Assim, considerando a função correlação de primeira ordem,

$$g_{SS}^{(1)}(\tau) = \lim_{t \rightarrow \infty} \langle \sigma^\dagger(t) \sigma(t + \tau) \rangle. \quad (2.49)$$

E o estado estacionário do espectro é dado por:

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{1}{n_x^{SS}} \Re \int_0^\infty g_{SS}^{(1)}(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau \quad (2.50)$$

Para o cálculo da função correlação de primeira ordem, utilizou-se o formalismo da matriz densidade e o teorema da regressão quântica descritos à seguir.

Teorema da regressão quântica

O teorema da regressão quântica (QRT) permite o cálculo de funções correlações de dois tempos através de funções correlações de tempo único. Ele estabelece que as equações de movimento para os valores esperados de operadores do sistema (média de tempo único) são também equações de movimento para funções correlação (média de tempos distintos). Assumindo que há um conjunto completo de operadores do sistema A , que para um operador arbitrário O , e para cada A ,

$$tr_s [A(\mathcal{L}O)] = \sum_{\lambda\mu} tr_s (A_\lambda O), \quad (2.51)$$

onde $M_{\mu\lambda}$ são constantes. Em um caso particular, tem-se:

$$\langle \dot{A}_\mu \rangle = tr_s (A_\mu \rho) = tr_s [A_\mu \mathcal{L}] = \sum_{\lambda} M_{\mu\lambda} tr_s (A_\lambda \rho) = \sum_{\lambda} M_{\mu\lambda} \langle A_\lambda \rangle. \quad (2.52)$$

Os valores esperados $\langle A_\mu \rangle$, obedecem a um conjunto acoplado de equações lineares com a matriz evolução M definida pelo que aparece em

$$\frac{d}{d\tau} \langle O A_\mu(t) \rangle = tr_s \left(A_\mu(O) \left(\mathcal{L} e^{\mathcal{L}\tau} [\rho(t) O_1(0)] \right) \right) \quad (2.53)$$

$$= \sum_{\lambda} M_{\mu\lambda} tr_s \left(A_\lambda(0) e^{\mathcal{L}\tau} [\rho(t) O(0)] \right) \quad (2.54)$$

$$= \sum_{\lambda} M_{\mu\lambda} \langle O(t) A_\lambda(t + \tau) \rangle \quad (2.55)$$

onde O pode ser qualquer operador do sistema, não necessariamente operador de A . Este resultado é justamente o que seria obtido pela remoção dos colchetes de A , multiplicando por O , e substituindo os colchetes angulares. Assim, para cada operador, o conjunto de funções correlação satisfazem as mesmas equações das médias.

Formalismo da equação mestra

Considerando-se um sistema quântico fechado descrito pelo Hamiltoniano H , a evolução do estado quântico $\psi(t)$ é completamente governada pela equação de Schrödinger:

$$i \frac{d|\psi\rangle}{dt} = H |\psi\rangle. \quad (2.56)$$

Uma solução formal pode ser expressa em termos do operador evolução unitária $U(t, t_0)$, que transforma o estado

$$|\psi(t)\rangle = U(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle. \quad (2.57)$$

Se o Hamiltoniano do sistema fechado é independente do tempo, $U(t, t_0) = e^{-iH(t-t_0)}$. A natureza probabilística da Mecânica Quântica faz com que, em algumas situações, os sistemas sob consideração estejam em um estado misto de um ensemble estatístico quântico correspondente. Nestes casos, a introdução do operador matriz densidade é definido como:

$$\rho(t_0) = \sum_i c_i |\psi_i(t_0)\rangle \langle \psi_i(t_0)| \quad (2.58)$$

onde c_i representa a probabilidade de estar no estado $|\psi_i(t_0)\rangle$. Sua evolução temporal pode ser obtida da Eq. (2.56),

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -i[H, \rho(t)] \quad (2.59)$$

geralmente descrita como equação de Von Neumann para o operador matriz densidade. Esta equação contém a descrição do sistema dinâmico, porém, em termos práticos esta descrição é muito limitada como geralmente o número de graus de liberdade da descrição microscópica é grande. Além disso, na maioria das vezes, o interesse está apenas num subconjunto muito pequeno de todo o sistema. Portanto, a evolução completa extraída a partir da Eq. (2.59) contém uma grande quantidade de informação que não é utilizada. Por exemplo, no contexto da computação quântica, é, basicamente, um interessado na evolução dos qubits, ao passo que a dinâmica do ambiente é irrelevante. São nestas situações onde o formalismo de sistemas quânticos abertos emerge como uma ferramenta poderosa. Em um sistema completo, $H = H_S \otimes H_R$ pode ser dividido em dois subsistemas: o sistema de interesse, descrito por H_S , e seu ambiente ou reservatório, em que a evolução livre é governada por H_R . Ambos subconjuntos são conectados através do Hamiltoniano de interação, H_{SR} , que conecta a evolução entre o sistema e o reservatório. A evolução completa do sistema é dada em termos da matriz densidade total ρ . Geralmente, o interesse é restrito a dinâmica do subconjunto sistema descrito pelo operador matriz densidade reduzido $\rho_S = \text{Tr}_R(\rho)$, obtido pelo traço sobre os graus de liberdade do banho. Uma

interessante situação é alcançada quando o hamiltoniano de interação representa somente uma pequena perturbação a evolução temporal de S . Neste caso, a evolução da matriz densidade do sistema é governada pela equação diferencial:

$$\frac{d\rho_S(t)}{dt} = i[\rho_S(t), H_S] + \mathcal{L}[\rho_S], \quad (2.60)$$

conhecida como equação mestra, que é dividida em dois termos: a primeira é a parte coerente unitária oriunda do Hamiltoniano do sistema, H_S . A segunda, $\mathcal{L}[\rho_S]$, representa a evolução efetiva induzida no sistema devido a interação com o reservatório R . Esta última, pode ser interpretada como parte incoerente da equação mestra já que conduz a processos irreversíveis.

Considerando a equação de Von Neumann do operador matriz densidade para o sistema completo:

$$\frac{d\rho(t)}{dt} = -i[H, \rho(t)], \quad (2.61)$$

onde H descreve o Hamiltoniano total: $H = H_S + H_R + H_{SR}$. É conveniente reescrever esta equação na representação de interação:

$$\frac{d\rho_I(t)}{dt} = -i[H_{SR}(t), \rho_I(t)], \quad (2.62)$$

em que $\rho_I(t)$ e H_{SR} são operadores na representação de interação.

Integrando esta equação obtem-se,

$$\rho_I(t) = \rho_I(0) - i \int_0^t ds [H_{SR}(s), \rho_I(s)]. \quad (2.63)$$

Colocando esta equação na Eq. (2.62) e traçando sobre os graus de liberdade do reservatório. Portanto, se obtém a evolução da matriz densidade reduzida do sistema ($\rho_S = Tr_R(\rho)$):

$$\frac{d\rho_{S,I}(t)}{dt} = -i \int_0^t ds Tr_R[H_{SR}(t), [H_{SR}(s), \rho_I(s)]], \quad (2.64)$$

onde foi desprezado o termo $Tr_R[H_{SR}(t), \rho_{S,I}(0)]$. Este processo pode ser infinitamente iterado, mas duas aproximação são frequentemente feitas:

1. Aproximação de Born: É assumido que o acoplamento ao banho é tão fraco que a influência do sistema sobre o reservatório é desprezível. Isto justifica a separação da matriz densidade em ρ_S e ρ_R .
2. Aproximação de Markov: É assumido que a dinâmica do reservatório é muito mais rápido que a dinâmica do sistema. Portanto, qualquer correlação induzida no reservatório é rapidamente perdida, não havendo uma “memória” do que aconteceu.

Com estas duas aproximações, voltando à representação de Schrödinger, chega-se a equação mestra Born-Markov:

$$\frac{d\rho_S(t)}{dt} = i[H_S(t), \rho_S(t)] - \int_0^\infty ds \text{Tr}_R[H_{SR}(t), [H_{SR}(t-s), \rho_S(t) \otimes \rho_R]], \quad (2.65)$$

a qual tem a mesma expressão funcional da Eq. (2.60):

$$\frac{d\rho_S(t)}{dt} = i[H_S(t), \rho_S(t)] + \mathcal{L}[\rho_S]. \quad (2.66)$$

A primeira parte desta equação contém informação sobre a evolução coerente do Hamiltoniano do sistema, enquanto a segunda inclui efetivamente a influência de um possível reservatório na dinâmica do sistema.

3 Ponto quântico único em uma cavidade

O *splitting* na fotoluminescência (Spl_{PL}) é geralmente associado à separação entre os poláritons, quantidade de fundamental importância para classificar a natureza do acoplamento (fraco ou forte) e, portanto, relevante para a adequação do dispositivo às suas futuras aplicações. No entanto, os espectro de fotoluminescência (PL) da cavidade e do emissor apresentam certas diferenças, ainda que o *splitting* polaritônico (Spl_{Rabi}) é o mesmo. Os *splittings* Spl_{PL} e Spl_{Rabi} são independentes à medida que em alguns casos o *splitting* pode ser nulo em um e não-nulo em outro, e vice-versa. Neste capítulo, será mostrado esta diferença e proposta uma equação para o cálculo de Spl_{PL} para a cavidade.

3.1 Cálculo analítico para a função espectral

Ao olhar para o espectro de emissão de um sistema ponto quântico-cavidade, a assinatura de WC ou SC era limitada ao aparecimento ou não de um anticruzamento entre a energia do éxciton e o modo da cavidade quando ambos estivessem em ressonância [56, 33]. Posteriormente, observou-se que a presença ou ausência de interseção não era uma assinatura inequívoca dos acoplamentos fraco e forte [57, 58], uma vez que pode estar também relacionada ao equilíbrio entre os bombeios incoerentes excitônico e fotônico. Gonzales-Tudela *et. al.* [3], tratando um sistema com dois modos bosônicos, propuseram obter o S_{PL} diretamente tomando os máximos dos picos de emissão do espectro. Seguindo este método, será feito o cálculo analítico do espectro de emissão da cavidade, a fim de obter uma comparação mais contundente entre S_{rabi} e S_{PL} com a finalidade de mostrar em quais condições é possível caracterizar o acoplamento através do espectro de emissão. Este trabalho foi feito com a colaboração dos pesquisadores Elena del Valle e Fabrice P. Laussy, ambos da *Universidad Autónoma de Madrid*, Espanha.

Para descrever a função espectral da interação luz-matéria, foi utilizado o modelo desenvolvido por Laucht *et. al* [30], o qual foi baseado no formalismo introduzido por

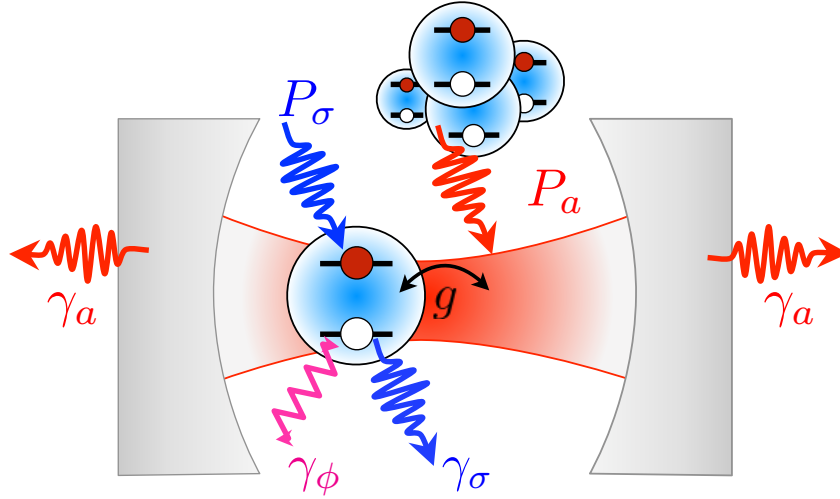


Figura 3.1 – Representação esquemática para o sistema ponto quântico-cavidade com excitações incoerentes

Howard J. Carmichael *et. al* [59] e Fabrice P. Laussy *et. al.* [57, 58]. O hamiltoniano para descrever o sistema, é o celebrado Jaynes-Cummings:

$$H = \frac{\hbar\omega_x}{2}\sigma^z + \hbar\omega_a a^\dagger a + \hbar g (a^\dagger \sigma + \sigma^\dagger a), \quad (3.1)$$

com a sendo o modo harmônico da cavidade e σ o operador é o operador aniquilação de um sistema de dois níveis, o qual representa o emissor dentro da cavidade. Para descrever um experimento onde a dissipação não é desprezível, os efeitos de perdas e bombeios podem ser incluídos através da equação mestra de $i\hbar\partial_t\rho = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \mathcal{L}(\rho)$ para o operador matriz densidade ρ na forma de Lindblad:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\rho) = & \frac{\gamma_a}{2} (2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a) + \frac{P_a}{2} (2a^\dagger \rho a - a a^\dagger \rho - \rho a a^\dagger) \\ & + \frac{\gamma_x}{2} (2\sigma\rho\sigma^\dagger - \sigma^\dagger\sigma\rho - \rho\sigma^\dagger\sigma) + \frac{P_x}{2} (2\sigma^\dagger\rho\sigma - \sigma\sigma^\dagger\rho - \rho\sigma\sigma^\dagger) \\ & + \frac{\gamma_\phi}{2} (\sigma^z\rho\sigma^z - \rho). \end{aligned} \quad (3.2)$$

Nesta equação, γ_a é a taxa de perda da cavidade, γ_x é a taxa de recombinação do éxciton, P_x é o bombeio incoerente sobre o PQ e P_a é o análogo deste último sobre a cavidade e γ_ϕ é a taxa *dephasing* puro para o emissor.

A dinâmica temporal é obtida através das equações de Liouville para a função

correlação de tempo único,

$$\frac{\partial u(t)}{\partial t} = -i \begin{pmatrix} \lambda_a & g \\ g & \lambda_x \end{pmatrix} u(t) \quad (3.3)$$

onde $\lambda_a = (\omega_a - i\Gamma_a)$, $\lambda_x = [\omega_x - i(\Gamma_x + \gamma_\phi)]$, $\Gamma_a = (\gamma_a - P_a)/2$, $\Gamma_x = (\gamma_x + P_x)/2$ e $u(t) = [a(t), \sigma(t)]^T$. Aqui foi utilizada a aproximação de primeira ordem do modelo de Jaynes-Cummings. Por esta aproximação, os efeitos não lineares não são levados em consideração. A forma integral da equação acima é dada por:

$$u(t) = \exp \left[-i \left(\frac{\lambda_a + \lambda_x}{2} + g\sigma^x - \frac{\lambda_x - \lambda_a}{2} \sigma^z \right) t \right] u(0) \quad (3.4)$$

onde σ^x e σ^z são as matrizes de Pauli. A dinâmica de tempo único fornece as autoenergias, que podem deduzir o *splitting* polaritônico, ou *splitting* de Rabi, isto é, a diferença de energia entre a energia média dos polártons:

$$Spl_{Rabi} = 2\Re \sqrt{g^2 + \frac{(\lambda_x - \lambda_a)^2}{4}}. \quad (3.5)$$

Note que isto é obtido independentemente do canal de emissão e se refere à uma característica intrínseca do sistema, contrastando com o *splitting* da fotoluminescência, para o qual a dinâmica de dois tempos é requerida,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \langle a^\dagger a \rangle \\ \langle a^\dagger \sigma \rangle \\ \langle \sigma^\dagger a \rangle \\ \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} -2\Gamma_a & -ig & ig & 0 \\ -ig & -i\Delta - (\Gamma + \gamma_\phi) & 0 & ig \\ ig & 0 & i\Delta - (\Gamma + \gamma_\phi) & -ig \\ 0 & ig & -ig & -2\Gamma_x \end{pmatrix} \\ &\times \begin{pmatrix} \langle a^\dagger a \rangle \\ \langle a^\dagger \sigma \rangle \\ \langle \sigma^\dagger a \rangle \\ \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} P_a \\ 0 \\ 0 \\ P_x \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (3.6)$$

em que $\Delta = \omega_x - \omega_a$ e $\Gamma = \Gamma_x + \Gamma_a$. A dinâmica de dois tempos segue os resultados anteriores e o Teorema da Regressão Quântica, resolvendo em τ a mesma equação que em t . A condição inicial da equação de operadores de correlação necessita para ser resolvida,

no estado estacionário, a equação linear não-homogênea com condição inicial ($\tau = 0$) dado por:

$$\langle a^\dagger a \rangle_{ss} = \frac{g^2 (P_a + P_x) (\Gamma + \gamma_\phi) + P_a \Gamma_x (\Delta^2 + (\Gamma + \gamma_\phi)^2)}{2g^2 (\Gamma + \gamma_\phi) \Gamma + 2\Gamma_a \Gamma_x (\Delta^2 + (\Gamma + \gamma_\phi)^2)}, \quad (3.7)$$

$$\langle \sigma^\dagger \sigma \rangle_{ss} = \frac{g^2 (P_a + P_x) (\Gamma + \gamma_\phi) + P_x \Gamma_a (\Delta^2 + (\Gamma + \gamma_\phi)^2)}{2g^2 (\Gamma + \gamma_\phi) \Gamma + 2\Gamma_a \Gamma_x (\Delta^2 + (\Gamma + \gamma_\phi)^2)}, \quad (3.8)$$

$$\langle a^\dagger \sigma \rangle_{ss} = \frac{g (\Gamma_a P_x - \Gamma_x P_a) (\Delta + i (\Gamma + \gamma_\phi))}{2g^2 (\Gamma + \gamma_\phi) \Gamma + 2\Gamma_a \Gamma_x (\Delta^2 + (\Gamma + \gamma_\phi)^2)}, \quad (3.9)$$

$$\langle \sigma^\dagger a \rangle_{ss} = \frac{g (\Gamma_a P_x - \Gamma_x P_a) (\Delta - i (\Gamma + \gamma_\phi))}{2g^2 (\Gamma + \gamma_\phi) \Gamma + 2\Gamma_a \Gamma_x (\Delta^2 + (\Gamma + \gamma_\phi)^2)}, \quad (3.10)$$

onde foram utilizados as relações $\langle \sigma \sigma^\dagger \rangle = 1 - \langle \sigma^\dagger \sigma \rangle$ e $\langle a a^\dagger \rangle = 1 + \langle a^\dagger a \rangle$ e o termo ss denota “estado estacionário” (do inglês, *steady state*). O espectro de PL (aqui apenas é demonstrado o espectro da cavidade, porém a mesma análise poderia ser feita para o espectro do emissor) é calculado por:

$$S_a(\omega) = \frac{1}{\pi \langle a^\dagger a \rangle} \lim_{t \rightarrow \infty} \text{Re} \int_0^\infty d\tau e^{-i\omega\tau} \langle a^\dagger(t) a(t + \tau) \rangle, \quad (3.11)$$

e encontrado:

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi \langle a^\dagger a \rangle} \text{Re} \left[\frac{A_+}{i\lambda_- - i\omega} + \frac{A_-}{i\lambda_+ - i\omega} \right], \quad (3.12)$$

onde:

$$A_\pm = \frac{1}{2\Omega} \left[\left(\Omega \pm \frac{\lambda_x - \lambda_a}{2} \right) \langle a^\dagger a \rangle_{ss} \mp g \langle a^\dagger \sigma \rangle_{ss} \right], \quad (3.13)$$

em que $\Omega = \sqrt{g^2 + \frac{(\lambda_x - \lambda_a)^2}{4}}$ e $\lambda_+ = \frac{\lambda_x + \lambda_a}{2} + \Omega$ e $\lambda_- = \frac{\lambda_x + \lambda_a}{2} - \Omega$. Esta equação é similar à encontrada na Ref. [54], onde foi verificado que a solução obtida se ajusta com perfeição aos resultados experimentais.

É importante notar que a função espectral não é simplesmente a soma de duas lorentzianas, ao invés disso, ela descreve a emissão espontânea dos estados das energias correspondentes onde é levado em conta a dinâmica da emissão e interferência entre tais modos. Apenas em situações onde a separação em energia dos estado é muito grande a função espectral se reduz às duas lorentzianas, correspondendo a não interferência,

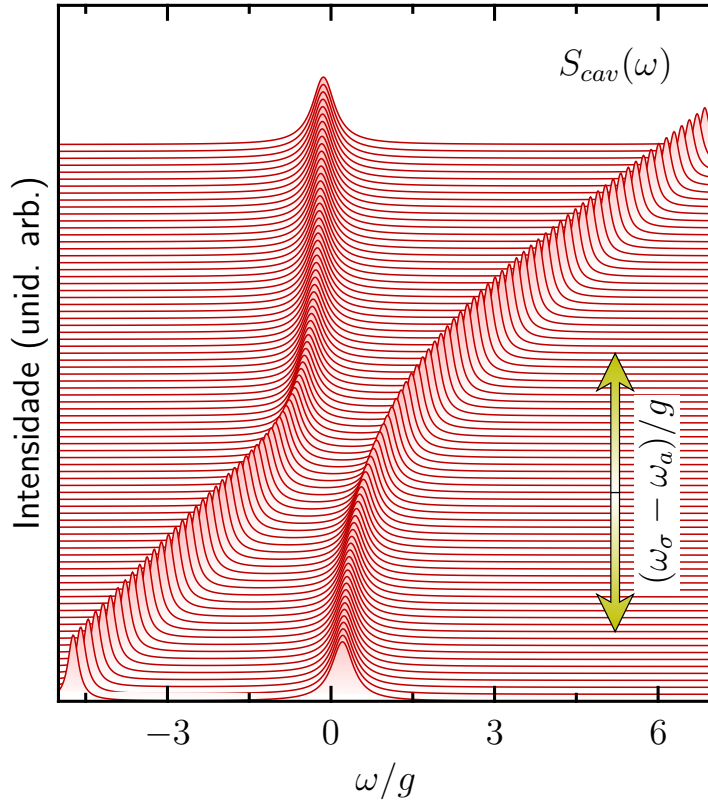


Figura 3.2 – Espectro de emissão da cavidade como função da dessintonia entre o éxciton e a cavidade. Os parâmetros utilizados $\gamma_x = 0.02g$, $\gamma_\phi = 0.1g$, $\gamma_a = 0.5g$, $P_x = 10^{-4}g$ e $P_a = 10^{-3}g$ resultam em um acoplamento forte caracterizado pelo anticruzamento na ressonância.

bem definido pelos estados polaritônicos. Neste caso, isto seria capaz de ler o *splitting* polaritônico pelo *splitting* de PL como pode ser constatado na Fig. 3.2. Em geral, no entanto, isto é o principal conceito que resulta da análise apresentada aqui, o *splitting* de PL, que é a medida experimental, não prontamente fornece o *splitting* polaritônico, que é um dado interessante. Na próxima seção, será feito um estudo detalhado deste fato.

3.2 *Splitting* na ressonância

O Spl_{Rabi} dado pela Eq. (3.5), é a sustentação da análise e aparece em um estágio anterior à análise da teoria de acoplamento forte. Não há uma expressão geral para o Spl_{PL} em qualquer dessintonia entre ω_x e ω_a , uma vez que isto requer uma solução de equações polinomiais de ordem superior a 5. Na ressonância, no entanto, a solução trivial $\omega = 0$ graças à simetria, diminui a ordem da equação e traz suas raízes em expressões

analíticas,

$$Splt = \sqrt{\frac{(2W\Omega - \gamma)(4\Omega^2\gamma^2) + 4\sqrt{(1+W^2)(\gamma\Omega)^2(4\Omega^2 + \gamma^2)}}{2W\Omega + \gamma}}, \quad (3.14)$$

onde $\gamma = \Gamma + \gamma_\phi$, $W = \frac{\Gamma_a - \Gamma_x - \gamma_\phi}{2\Omega} - \frac{g^2(\Gamma_a \mathcal{P} - \Gamma_x)}{(g^2(1+\mathcal{P}) + \Gamma_x(\Gamma + \gamma_\phi))\Omega}$ e $\mathcal{P} = P_x/P_a$. Para o caso particular em que $\gamma_\phi = 0$, esta equação se reduz à equação de Gonzales Tudella *et. al.* [3] (uma vez que a equação deles é ajustada para um sistema do tipo PQ-cavidade com operadores fermiônicos e bosônicos), como mostra a Fig. 3.14. Nesta simulação, ambas as equações são observadas como função do aumento da perda da cavidade.

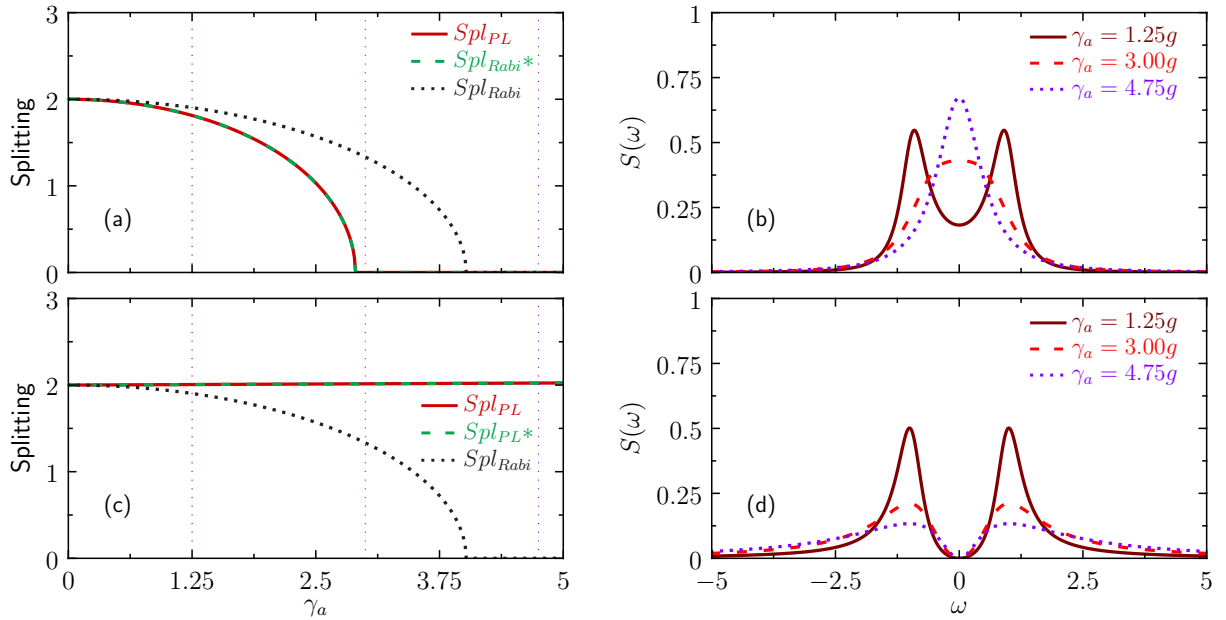


Figura 3.3 – (a) Comportamento dos splittings S_{PL} , S_{PL}^* [correspondente à equação de Gonzales-Tudella [3]] e S_{Rabi} em vermelho sólido, verde tracejado e preto pontilhado, respectivamente, como função de γ_a . Em (b) estão as curvas do espectro de emissão da cavidade para três valores particulares de γ_a indicados pelas linhas verticais em (a). Em (c) e (d) são apresentados resultados análogos de (a) e (b), respectivamente, porém para o caso em que há *splitting* devido à diferença de P_x e P_a . Parâmetros: $\gamma_x = 0.02g$, $P_a = 10^{-5}g$, $P_x = 10^{-5}g$ em ((a) e (b)) e $P_x = 0$ em ((c) e (d)). O termo ϕ foi mantido nulo para que fosse possível fazer a comparação também com S_{PL}^* .

Ao se comparar as equações dos *splittings* de Rabi e da PL, há claramente mais informação contida na segunda expressão, que leva em consideração o estado quântico efetivo realizado no sistema sob bombeio e decaimento, bem como uma interferência devido à superposição dos picos. A Fig. 3.3 apresenta tanto o espectro de emissão, S_{PL} , quanto a variação do *splitting* polaritônico (S_{Rabi}) entre os modos da cavidade e a energia do

éxciton em relação à perda da cavidade γ_a , descrito através das equações de Rabi, da PL, Eq. (3.14) e da equação de Gonzalles-Tudella [3]. Os outros parâmetros foram mantidos constantes. Neste caso, foi simulado que com esta variação o sistema transitasse desde o regime de acoplamento forte $\gamma_a = 0.0g$ até o regime de acoplamento fraco $\gamma_a = 5g$. Esta figura pode ser dividida em duas partes. A parte superior [3.3(a) e 3.3(b)] mostra a situação mais comumente encontrada na literatura experimental onde $P_x \approx P_a$. Também foi simulada a situação em que há diferença de parâmetros de bombeio (P_x e P_a), mostrada na parte inferior da figura.

Olhando para os painel 3.3(a), há uma diferença entre os *splittings* da fotoluminescência e de Rabi. Esta é evidenciada no momento de transição entre os dois regimes. É notado que os S_{PL} transitam para o acoplamento fraco antes do S_{Rabi} à medida que se aumenta a perda da cavidade, a qual faz com que a dissipação efetiva seja algumas vezes maior que o parâmetro de acoplamento g . Os espectros de emissão mostrados em Fig. 3.3(b) para três valores particulares de γ_a demonstram que as curvas S_{PL} são precisas na descrição da ocorrência ou não da separação entre os picos.

Já tendo em vista a parte inferior 3.3(c) e 3.3(d), há uma total divergência das curvas de S_{PL} com S_{Rabi} . Isto se deve ao fato já descrito nas referências [57, 58], onde mesmo em regime de acoplamento fraco, o espectro de emissão continua mostrando um *splitting* devido à diferença entre os bombeios eletrônico e fotônico que juntamente com os outros parâmetros resulta em uma interferência destrutiva.

Esta mesma transição de SC para WC pode ser obtida ao aumentar o valor do *dephasing* puro, mantendo os outros parâmetros constantes como comprovado experimentalmente pela Ref. [54]. Porém para este caso, a equação de Gonzales-Tudella não é válida. Assim, apenas a equação apresentada neste trabalho é comparada com a equação de Rabi na Fig. 3.4. Novamente, quando $P_x \approx P_a$, Figs. 3.4(a) e 3.4(b), há uma diferença acentuada entre as duas curvas na região de transição. Isto também acontece quando $P_x \ll P_a$, Figs. 3.4(a) e 3.4(b). Neste caso, é visto que um fato extremamente interessante ocorre com o S_{PL} . À medida que se aumenta γ_ϕ , há um aumento no S_{PL} de maneira que este supera o valor máximo previsto para S_{Rabi} que é de $2g$ antes de começar a diminuir. Isto é

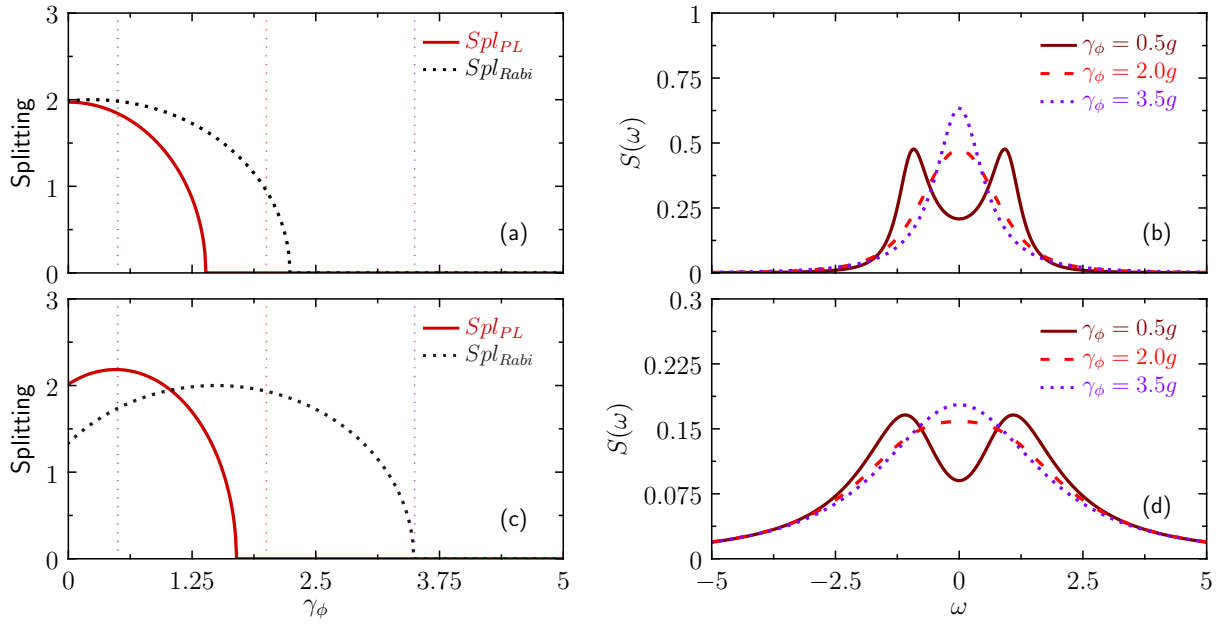


Figura 3.4 – (a) Comportamento dos splittings S_{PL} e S_{Rabi} , em vermelho sólido e preto pontilhado, respectivamente, como função de γ_ϕ . Em (b) estão as curvas do espectro de emissão da cavidade para três valores particulares de γ_ϕ indicados pelas linhas verticais em (a). Em (c) e (d) são apresentados resultados análogos de (a) e (b), respectivamente, porém para o caso em que há *splitting* devido à diferença de P_x e P_a , além de um alto valor de $\gamma_a = 3.0g$. Parâmetros: $\gamma_x = 0.02g$, $P_a = 10^{-5}g$, $P_x = 10^{-5}g$ em (a) e $P_x = 0$ em (b).

contra-intuitivo porém esperado quando este *splitting* não está relacionado a SC ou WC, mas sim à efeitos adicionais como algum processo de interferência destrutiva.

Neste capítulo foi apresentado uma equação analítica para o *splitting* entre os picos de emissão de fotoluminescência para um sistema PQ-cavidade. Esta equação, se mostra mais eficiente sendo sensível à efeitos de interferência entre outros comparada com a equação para o *splitting* de Rabi utilizada anteriormente. Isto se deve ao fato de que considera as preferências do canal de radiação da cavidade, ao contrário de S_{Rabi} que é uma equação geral utilizada tanto para o espectro da cavidade quanto para o espectro do PQ sem qualquer sensibilidade particular.

4 Ponto Quântico-cavidade acoplado a outra cavidade

Neste capítulo a teoria do espectro de emissão por fotoluminescência continuará sendo utilizada para investigar um sistema composto de um ponto quântico acoplado a uma cavidade que, por sua vez, está acoplado a outra cavidade sem emissor no seu interior. Será demonstrado que o espectro de emissão da cavidade vazia apresentará as características do acoplamento emissor-cavidade localizado a uma certa distância. Vale ressaltar também que este fato não ocorre somente em situações restritas de ressonância.

4.1 Modelo e Formalismo

Foi visto que nos últimos anos, sistemas com acoplamento coerente entre PQs semicondutores e modos óticos de cavidades têm sido investigados teórica e experimentalmente na comunidade de ótica quântica em sistemas de estado sólido pelo fato de se apresentar como candidato viável para tecnologias de informação clássica e quântica. A preparação e manipulação de qubits tem já sido demonstradas em vários sistemas, no entanto, para aplicações o número de qubits deve ser aumentado. A utilização de guias de onda em cristais fotônicos é uma promissora ferramenta para acoplar diversos qubits de maneira coerente. A integração destes diversos qubits é um grande passo para o processamento da informação quântica. Alguns trabalhos têm sido feitos mostrando tal integração inclusive de maneira experimental. Majumdar *et. al.* [51] demonstraram acoplamento forte entre dois modos de uma molécula fotônica.

Neste trabalho, o sistema composto por uma cavidade com um ponto-quântico em seu interior a qual será referida como cavidade A é acoplada a outra cavidade, por sua vez, vazia, rotulada como B .

Para descrever este sistema, novamente foi considerado o ponto quântico como um sistema de dois níveis interagindo com um modo da cavidade, que interage com outro

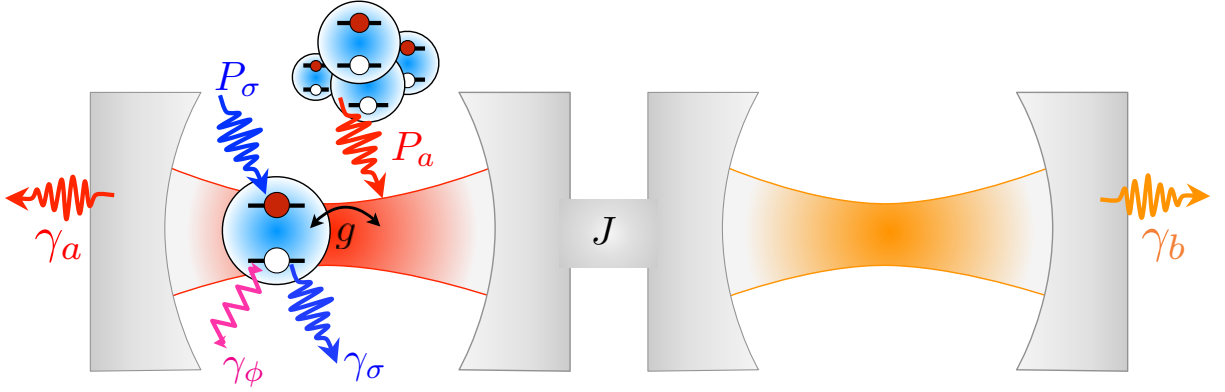


Figura 4.1 – Ilustração do sistema ponto quântico-cavidade acoplado a uma outra cavidade vazia com interações com o meio externo.

modo de uma cavidade vazia através de um guia de onda. O Hamiltoniano completo deste sistema foi descrito com a forma:

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{\hbar\omega_x\sigma^z}{2} + \hbar\omega_a a^\dagger a + \hbar g(a^\dagger\sigma + \sigma^\dagger a) \\
 & + \hbar\omega_b b^\dagger b + \hbar J(a^\dagger b + b^\dagger a),
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

onde novamente $\sigma^\dagger = |x\rangle\langle 0|$, $\sigma = |0\rangle\langle x|$ são operadores de pseudospin para um sistema quântico de dois níveis consistindo o *i-ésimo* ponto quântico de um estado fundamental $|0\rangle$ e um estado de éxciton simples $|x\rangle$, ω_x é a frequência do éxciton, a^\dagger e a são operadores de criação e aniquilação de fótons nos modos da cavidade A com frequência ω_a , b^\dagger e b são análogos para os modos da cavidade B com frequência ω_b , $\Delta = \omega_x - \omega_a$ é a dessintonia entre o éxciton e a cavidade A e $\delta = \omega_b - \omega_a$ é a dessintonia entre as frequências das cavidades, g é o acoplamento de dipolo entre os modos da cavidade A e o éxciton do ponto quântico e J é taxa de *fóton hopping* entre as duas cavidades. Uma ilustração esquemática do sistema com suas interações, além de ganhos e perdas incoerentes são mostrados na Fig. 4.1

A parte incoerente deste sistema é inclusa no superoperador de Lindblad $\mathcal{L}(\rho)$,

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}(\rho) = & \frac{\gamma_x}{2} (2\sigma\rho\sigma^\dagger - \sigma^\dagger\sigma\rho - \rho\sigma^\dagger\sigma) + \frac{P_x}{2} (2\sigma^\dagger\rho\sigma - \sigma\sigma^\dagger\rho - \rho\sigma\sigma^\dagger) \\
 & + \frac{\gamma_a}{2} (2a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a) + \frac{P_a}{2} (2a^\dagger\rho a - a a^\dagger\rho - \rho a a^\dagger) \\
 & + \frac{\gamma_b}{2} (2b\rho b^\dagger - b^\dagger b\rho - \rho b^\dagger b) + \frac{P_b}{2} (2b^\dagger\rho b - b b^\dagger\rho - \rho b b^\dagger) \\
 & + \frac{\gamma_\phi}{2} (\sigma^z\rho\sigma^z - \rho),
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

onde estão os termos de perdas ou ganhos incoerentes do meio externo. Aqui γ_x representa taxa de decaimento espontâneo dos éxcitons, P_x é a taxa com que éxcitons são criados a partir da excitação constante por um laser na primeira cavidade, γ_ϕ representa a perda de fase dos estados excitônicos, γ_a representa a taxa com que os fótons escapam da primeira cavidade, γ_b representa a taxa com que os fótons escapam da cavidade B , P_a é a taxa com que fótons são criados no modo da cavidade de forma incoerente e P_b é a taxa com que fótons são criados no modo da cavidade de forma incoerente. Ambas as partes coerente e incoerente podem ser unidas na equação mestra de Lindblad $\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \mathcal{L}(\rho)$ descrita anteriormente.

O cálculo da função espectral é feito utilizando o formalismo descrito anteriormente. O teorema de Wiener-Khintchine diz que o espectro de potência é uma função da frequência e é dada pela energia emitida por unidade de tempo. Ela é obtida pela transformada de Fourier da função correlação do campo de radiação. Usando este teorema, a função espectral da emissão dos modos da cavidade é dada por:

$$S_c(\omega) = \frac{1}{\pi} \lim_{t \rightarrow \infty} \text{Re} \int_0^\infty d\tau e^{-(\Gamma_r - i\omega\tau)} \langle c^\dagger(t) c(t + \tau) \rangle, \quad (4.3)$$

onde em ambos os casos o termo Γ_r foi adicionado para levar em consideração a resolução espectral de um espectrômetro em uma possível medida experimental. Também está sendo assumido que o sistema atinge um estado estacionário para tempos longos. Em ambos os casos é necessário calcular a função correlação de primeira ordem para diferentes tempos, que na ausência de acoplamento é necessário encontrar o operador evolução unitária descrevendo a evolução temporal. Na presença do acoplamento ao reservatório, encontrar correlações multi-temporais é mais complexo. No entanto, quando o reservatório pode ser tratado na aproximação Markoviana, as funções correlações podem ser calculadas usando o Teorema da Regressão Quântica.

4.2 Espectros de Emissão

Os espectros de emissão oriundos de cada canal de radiação $S_a(\omega)$ e $S_b(\omega)$ foram comparados. Observou-se o comportamento do sistema acoplado em relação a dessintonia

entre a frequência do éxciton e os modos da primeira cavidade. A energia do éxciton foi variada (experimentalmente, isso pode ser obtido por aplicação de campo elétrico ou térmico). Os outros parâmetros foram mantidos constantes.

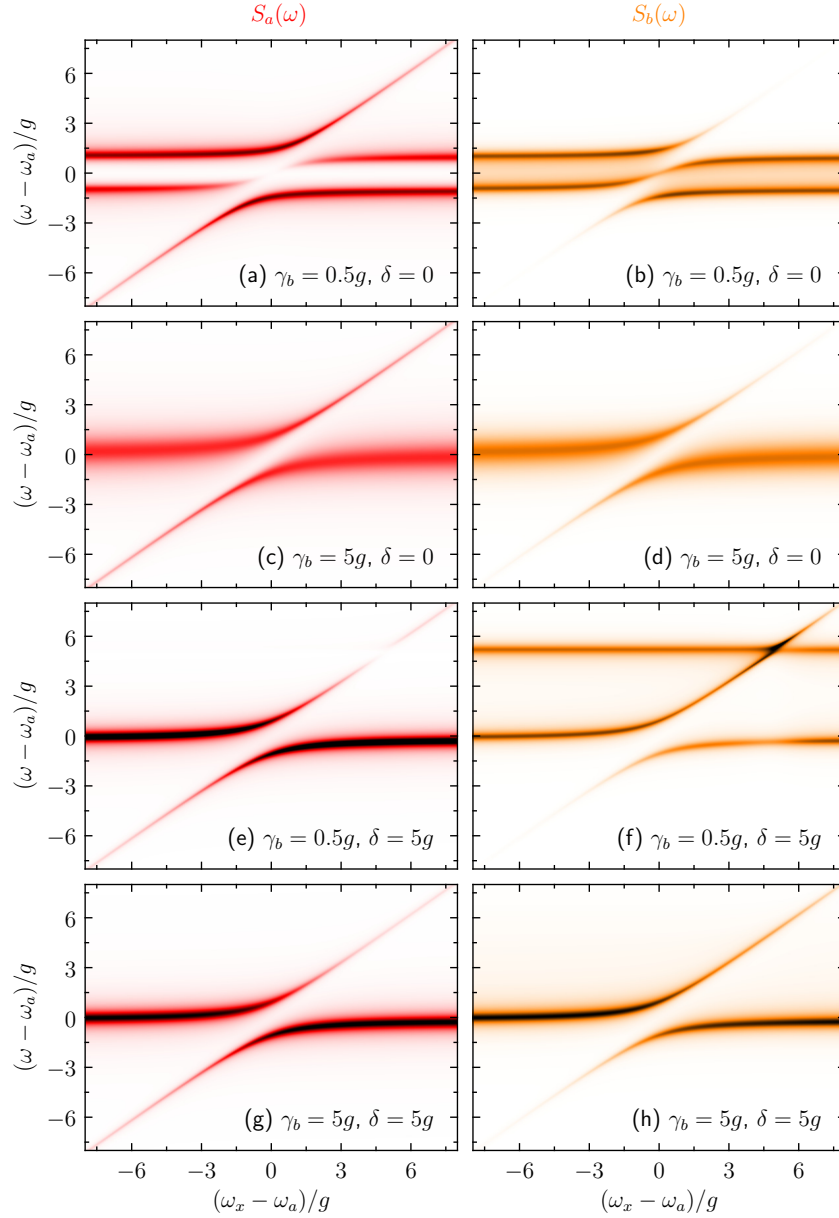


Figura 4.2 – Espectros de emissão da cavidade A $S_a(\omega)$ -painéis em vermelho à esquerda e da cavidade B $S_b(\omega)$ -painéis em laranja à direita como função da dessintonia entre o éxciton e a cavidade A . As figuras de (a) a (d) são para $\delta = \omega_b - \omega_a = 0$ enquanto as figuras de (d) a (h) são para $\delta = \omega_b - \omega_a = 5g$. Em (a), (b), (e) e (f) são mostrados resultados para ambas as cavidades com bom fator de qualidade enquanto (c), (d), (g) e (h) a cavidade B é de baixa qualidade. Foram usados os parâmetros $\gamma_a = 0.5g$, $\gamma_x = 0.002g$, $\gamma_\phi = 0.1g$, $P_x = 0.01g$, $P_a = 0.05g$ e $J = g$. A intensidade das cores estão em unidades arbitrárias sendo que em todos os painéis é considerado a escala de cor com cores escuras para mais altas intensidades.

A Fig. 4.2 mostra o espectro de emissão de ambas as cavidades $S_a(\omega)$ (painéis à esquerda) e $S_b(\omega)$ (painéis à direita) como função da dessintonia entre o éxciton e a cavidade A ($\Delta = \omega_x - \omega_a$). As Figs. 4.2(a) até 4.2(d) são para a situação de ambas as cavidades em ressonância $\delta = \omega_b - \omega_a = 0$, enquanto as Figs. 4.2(d) até 4.2(h) são para as cavidades com dessintonia grande entre si. Com os parâmetros escolhidos aqui e descritos na Fig. 4.2, o subsistema composto pela cavidade A com o PQ embutido está em regime de acoplamento forte descrito nos capítulos anteriores. Nas Figs. 4.2(a), 4.2(b), 4.2(e) 4.2(f), são mostrados as funções espectrais para ambas as cavidades com $\gamma_b = 0.5g$, ou seja, cavidade vazia B apresentando um alto fator de qualidade. Para este caso, olhando para a região em que o PQ entra em ressonância com a cavidade A ($\Delta \simeq 0$), a diferença mais evidente entre S_a e S_b é vista nas Figs. 4.2(a) e 4.2(b). Neste caso, há a presença de um efeito de interferência no espectro da cavidade A 4.2(a), similar ao que é encontrado na Ref. [60], resultando em somente duas emissões na ressonância, enquanto o espectro da cavidade B 4.2(b) apresenta três emissões na ressonância.

Por outro lado, se a simulação é feita com uma cavidade vazia ruim, ou seja, com baixo fator de qualidade, $\gamma_b = 5g$, os espectros de emissão S_a e S_b não podem ser facilmente distinguidos, como se pode observar nas Figs. 4.2(c) e 4.2(d) e também em 4.2(g) e 4.2(h). Note que o acoplamento forte entre o PQ e a cavidade A é sempre preservado e visível em todos os espectros.

Para explorar melhorar estes resultados, na Fig. 4.3 foram plotados a função espectral da cavidade B S_b como função de γ_b , variando de uma situação de uma cavidade ruim ($\gamma_b = 5g$) na parte de baixo até uma boa cavidade ($\gamma_b = 0.1g$) na parte de cima, lembrando que em 4.3(a), (b) e (c) as cavidades estão em ressonância. Na Fig. 4.3(b) e 4.3(c) os espectros de A e B são comparados em mais detalhes, para as situações extremas de $\gamma_b = 0.1g$ e $\gamma_b = 5g$, respectivamente. Na 4.3(d) foram plotados um caso análogo, mantendo os parâmetros fixos, porém com uma dessintonia entre as cavidades de $\Delta = 5g$. É interessante notar que mesmo quando as cavidades estão fora de ressonância, ainda é possível ver o que ocorre na cavidade A olhando para o espectro da cavidade B , S_b . Para uma boa cavidade, o sinal da cavidade B é fraco quando comparado com S_a , mas ainda

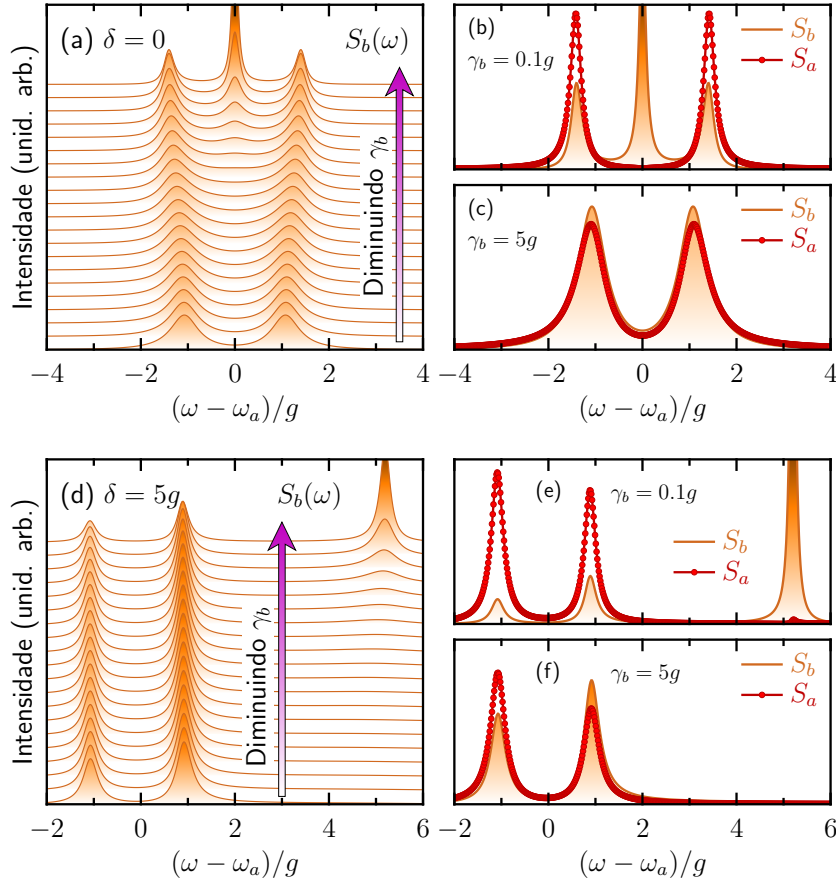


Figura 4.3 – (a) Espectro de emissão da cavidade B , S_b , como função de γ_b em ressonância $\omega_x = \omega_a = \omega_b$. Em (b) e (c) são comparados os espectros de emissão da cavidade A e da cavidade B para os valores de extremos de $\gamma_b = 0.1g$ e $\gamma_a = 5g$, respectivamente. Em (d), (e) e (f) foi feito o mesmo que em (a), (b) e (c), respectivamente, para as cavidades não ressonantes ($\omega_a = \omega_b$). Os parâmetros foram os mesmos utilizados na Fig. 4.2

é visível. Para uma cavidade ruim, o espectro visto em B é quase idêntico a S_a , fazendo desta situação muito favorável a ser usado como ferramenta de detecção para monitorar a interação no subsistema composto da cavidade A e o éxciton do PQ.

Um exemplo final é mostrado nas Figs. 4.4(a) e 4.4(b), onde são mostrados os espectros de emissão de ambas as cavidades para o caso onde elas estão em ressonância e a cavidade vazia apresenta alta perda $\gamma_b = 5g$. Aqui, as funções espectrais são observadas como função da taxa de *dephasing* puro para a região de ressonância PQ-cavidade A . Para baixo valor de *dephasing* (parte superior dos dois painéis), o acoplamento forte entre o éxciton e o modo da cavidade A pode ser visto pelos dois picos presentes. Com o aumento da taxa de perda para o PQ, indo para a parte inferior dos painéis, pode ser visto a

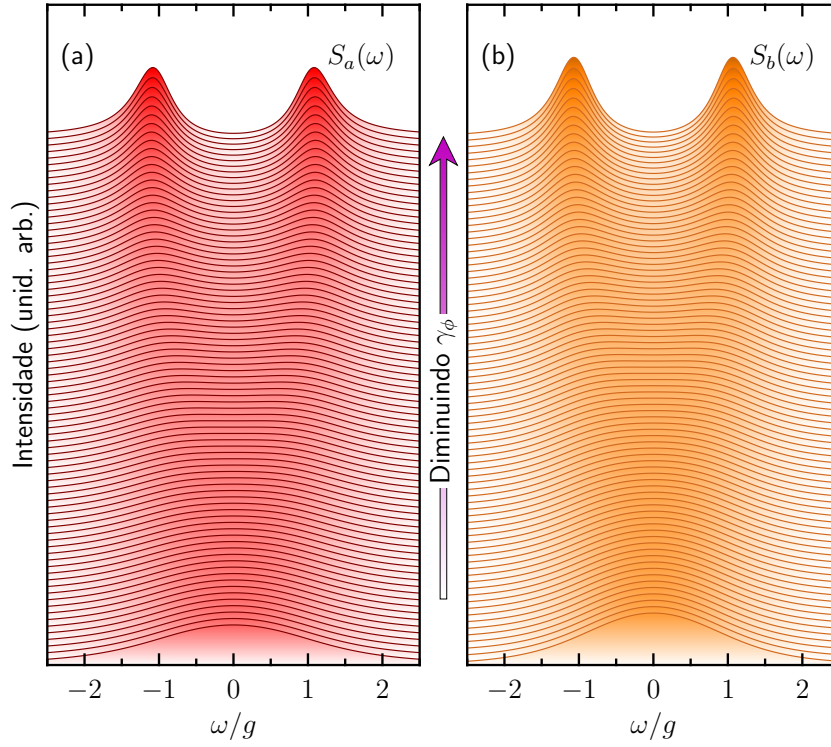


Figura 4.4 – Espectro de emissão do sistema PQ-cavidade na ressonância observado por ambos os canais de radiação, cavidade A em vermelho e cavidade B em laranja, como função da taxa de *dephasing* puro do éxciton do PQ. Parâmetros: $\gamma_\phi = 0.1g$; $\gamma_a = 0.5g$, $\gamma_x = 0.002g$; $P_a = 0.1g$; $P_x = 0.02g$

transição para a condição de pico único representando o regime de acoplamento fraco como observado experimentalmente na Ref. [54], onde a taxa de *dephasing* foi controlado aumentando a temperatura da amostra ou a potência de excitação incoerente do laser.

As Figs. 4.4(a) e 4.4(b) são similares, mostrando aproximadamente a mesma largura de linha e o mesmo posicionamento do pico na frequência sendo ambas as funções espectrais quase idênticas. Vale ressaltar que isto é difícil de ser feito experimentalmente. Já no caso de dessintonia entre as cavidades, mais acessível aos experimentais, a mesma semelhança é obtida porém com a presença de uma pequena assimetria na intensidade da emissão (resultado não mostrado)

Todos os resultados apresentados foram obtidos mantendo o parâmetro J constante. Porém, para monitorar o que ocorre no subsistema cavidade A e PQ sem qualquer interferência, é necessário também estabelecer a condição em que as cavidades A e B estejam em acoplamento fraco entre si. Isto pode ser observado através da Fig. 4.5. Para

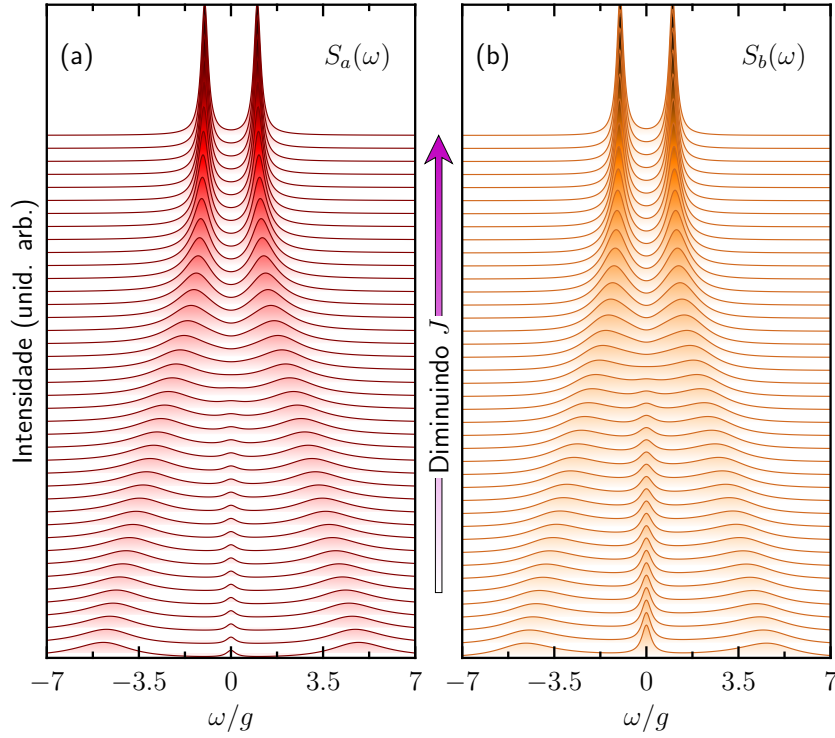


Figura 4.5 – Espectro de emissão do sistema PQ-cavidade na ressonância observado por ambos os canais de radiação, cavidade A em vermelho e cavidade B em laranja, como função da taxa de fóton *hopping* entre as cavidades. Parâmetros: $\gamma_\phi = 0.1g$; $\gamma_a = 0.5g$, $\gamma_x = 0.002g$; $P_a = 0.1g$; $P_x = 0.02g$

uma cavidade B ruim, condição vista acima como favorável ao monitoramento através de $S_b(\omega)$, variou-se o valor de J desde um valor mínimo $J = 0.01g$ até $J = 10g$. É possível ver que para valores altos, o acoplamento entre as cavidades provocará um aumento no *splitting* entre o PQ e a cavidade A , como esperado uma vez que J é um fator de acoplamento, até o ponto em que surgirá também o pico de emissão da cavidade A . Mesmo com ambos os espectros $S_a(\omega)$ e $S_b(\omega)$ sendo semelhantes, não se torna mais claro o anticruzamento do subsistema PQ-cavidade A .

5 Molécula de Pontos Quânticos em uma única cavidade

Neste capítulo será estudado um sistema formado por uma molécula de PQs e uma cavidade. É importante ressaltar que, ao contrário do caso de moléculas atômicas, as moléculas de PQs semicondutoras não apresentam dificuldades relacionadas à estabilidade, já que uma vez crescido, o sistema permanece estável. Aqui serão destacados aspectos relevantes utilizando resultados acumulados no estudo de um PQ em uma cavidade. Este trabalho foi feito com a colaboração dos pesquisadores Carlos Sánchez Muñoz, Elena del Valle, Fabrice P. Laussy da *Universidad Autónoma de Madrid* e Herbet Vinck-Posada da *Universidad Nacional de Colombia*.

5.1 Modelo e Formalismo

O Hamiltoniano da molécula de PQs pode ser obtido considerando dois PQs individuais acoplados por tunelamento. Será levado em conta também a possibilidade de tunelamento apenas de um tipo de portador de carga, elétron ou buraco, e a intensidade deste acoplamento, que depende de fatores geométricos e será representado genericamente por T_e . Desta maneira, haverá três na molécula de PQ, o estado fundamental $|0\rangle$, um éxciton direto $|X_d\rangle$, com frequência ω_d , localizado no ponto de referência e um éxciton indireto $|X_i\rangle$, com frequência ω_i onde um portador de carga se encontra em um PQ e o outro portador noutro PQ. Portanto, o Hamiltoniano da molécula pode ser escrito como:

$$H_M = \hbar\omega_d\sigma_d^\dagger\sigma_d + \hbar\omega_i\sigma_i^\dagger\sigma_i + \hbar T_e (\sigma_d^\dagger\sigma_i + \sigma_i^\dagger\sigma_d). \quad (5.1)$$

Este Hamiltoniano pode ser facilmente diagonalizado, e seus autovalores escritos como:

$$\omega_u = \frac{\omega_d + \omega_i}{2} + R \quad (5.2)$$

$$\omega_l = \frac{\omega_d + \omega_i}{2} - R, \quad (5.3)$$

onde $R = \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + T_e^2}$ e $\Delta = \omega_i - \omega_d$. Seus respectivos autovetores podem ser escritos como:

$$\begin{aligned} |X_u\rangle &= \cos(\theta)|X_d\rangle + \sin(\theta)|X_i\rangle \\ |X_l\rangle &= -\sin(\theta)|X_d\rangle + \cos(\theta)|X_i\rangle. \end{aligned} \quad (5.4)$$

onde foi usado $\cos \theta = T_e / \sqrt{T_e^2 + \left(\frac{\Delta}{2} + R\right)^2}$ e $\sin \theta = \left(\frac{\Delta}{2} + R\right) / \sqrt{T_e^2 + \left(\frac{\Delta}{2} + R\right)^2}$.

Considerando agora que a molécula é inserida na cavidade, o Hamiltoniano (5.6) total pode ser escrito como:

$$H = \hbar\omega_d\sigma_d^\dagger\sigma_d + \hbar\omega_i\sigma_i^\dagger\sigma_i + \hbar T_e (\sigma_d^\dagger\sigma_i + \sigma_i^\dagger\sigma_d) \quad (5.5)$$

$$+ \hbar\omega_a a^\dagger a + \hbar g_d (a^\dagger\sigma_d + \sigma_d^\dagger a) + \hbar g_i (a^\dagger\sigma_i + \sigma_i^\dagger a), \quad (5.6)$$

onde os operadores de criação e aniquilação de fótons a e a^\dagger nos modos da cavidade ω_a , g_d e g_i representam, respectivamente, o acoplamento entre um modo da cavidade e os éxcitons direto e indireto. Será assumido que a cavidade pode ser sintonizada independentemente dos éxcitons, e/ou que a frequência dos éxcitons podem ser ajustadas. É importante ressaltar que a frequência do éxciton indireto pode ser controlada bem mais facilmente, como por exemplo, por uma voltagem externa. Será considerado também a seguinte relação das constantes de acoplamento $T_e \gg g_d \gg g_i$ com embasamento experimental, o que é razoável, uma vez que o momento de dipolo do éxciton indireto é menor devido às cargas estarem separadas espacialmente. Os efeitos de dissipações e bombeios serão incluídos novamente através do formalismo de matriz densidade na forma de Lindblad. Assim, o superoperador de Lindblad para este sistema:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \frac{\gamma_a}{2} (2a\rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a) + \frac{P_a}{2} (2a^\dagger \rho a - a a^\dagger \rho - \rho a a^\dagger) \\ &+ \frac{\gamma_d}{2} (2\sigma_d \rho \sigma_d^\dagger - \sigma_d^\dagger \sigma_d \rho - \rho \sigma_d^\dagger \sigma_d) + \frac{P_d}{2} (2\sigma_d^\dagger \rho \sigma_d - \sigma_d \sigma_d^\dagger \rho - \rho \sigma_d \sigma_d^\dagger) \\ &+ \frac{\gamma_i}{2} (2\sigma_i \rho \sigma_i^\dagger - \sigma_i^\dagger \sigma_i \rho - \rho \sigma_i^\dagger \sigma_i) + \frac{P_i}{2} (2\sigma_i^\dagger \rho \sigma_i - \sigma_i \sigma_i^\dagger \rho - \rho \sigma_i \sigma_i^\dagger), \end{aligned} \quad (5.7)$$

em que γ_a é a taxa com que fótons podem escapar da cavidade através dos espelhos, γ_d e γ_i representam as perdas por decaimento espontâneo dos éxcitons direto e indireto. Foram considerados também P_d e P_i que representam as taxas com que os éxcitons são criados

por um bombeio contínuo e incoerente de um laser e P_a o bombeio contínuo dos modos da cavidade devido à presença de outros PQs que podem emitir neste modo e que não foram considerados no modelo. Uma representação esquemática do modelo completo pode ser visualizado na Fig. 5.1.

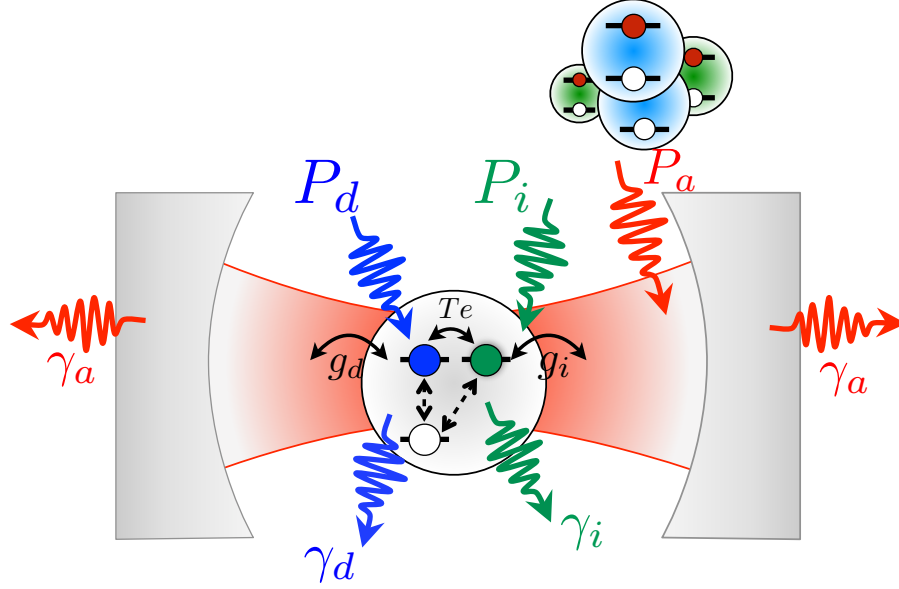


Figura 5.1 – Representação da disposição dos componentes do sistema molécula de pontos quânticos-cavidade com os efeitos dissipativos

Quer-se entender qual a influência do acoplamento entre os pontos no acoplamento dos mesmos com o modo da cavidade. Uma maneira de fazer isto é tentar entender como os autoestados do Hamiltoniano da molécula do PQ (5.1) se acoplam com os modos da cavidade. Assim, os termos do Hamiltoniano total (5.6) que possuem interação com a cavidade podem ser reescritos na base dos autoestados da molécula:

$$H_{int} = \hbar g_+ (a^\dagger \sigma_u + \sigma_u^\dagger a) + \hbar g_- (a^\dagger \sigma_l + \sigma_l^\dagger a) \quad (5.8)$$

onde $\sigma_u = |0\rangle\langle X_u|$ e $\sigma_l = |0\rangle\langle X_l|$. Assim, após usar os autoestados (5.4) e algumas manipulações algébricas, encontramos que g_\pm em termos de g_d e g_i , o qual pode ser escrito como:

$$g_+ = -g_d \cos(\theta) - g_i \sin(\theta) \quad (5.9)$$

$$g_- = -g_d \sin(\theta) + g_i \cos(\theta) \quad (5.10)$$

Para encontrar os pontos de máximo e mínimo de acoplamentos da molécula com os modos da cavidade, é percebido que a condição para ambos é a mesma, uma vez que o acoplamento mínimo é descrito pelo acoplamento do autovalor inferior ω_l e o acoplamento máximo pelo autovalor superior ω_u da molécula com a cavidade. Tal condição é dada por:

$$g_d \sin(\theta) = g_i \cos(\theta) \quad (5.11)$$

O resultado é a condição de extremos dada pela relação entre a dessintonia entre os PQs da molécula e os parâmetros de acoplamento:

$$\Delta = T_e \left(\frac{g_i}{g_d} - \frac{g_d}{g_i} \right). \quad (5.12)$$

De posse dos resultados anteriores, o acoplamento da molécula com os modos da cavidade pode ser analisado reescrevendo o Hamiltoniano nesta nova base:

$$H = \hbar\omega_u\sigma_u^\dagger\sigma_u + \hbar\omega_l\sigma_l^\dagger\sigma_l + \hbar\omega_a a^\dagger a + g_+(a\sigma_u^\dagger + a^\dagger\sigma_u) + g_-(a\sigma_l^\dagger + a^\dagger\sigma_l) \quad (5.13)$$

Utilizando a condição definida por (5.12), este assume a seguinte forma matricial:

$$H = \begin{pmatrix} \omega_a & g_{+max} & 0 \\ g_{+max} & \omega_u & 0 \\ 0 & 0 & \omega_l \end{pmatrix}, \quad (5.14)$$

cujos autovalores gerais são:

$$\lambda_2 = \frac{\omega_a - \omega_u}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{(\omega_a - \omega_u)^2 + g_{+max}^2} \quad (5.15)$$

$$\lambda_1 = \frac{\omega_a - \omega_u}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{(\omega_a - \omega_u)^2 + g_{+max}^2} \quad (5.16)$$

$$\lambda_0 = \omega_l \quad (5.17)$$

Assim, o splitting é caracterizado pela diferença entre os autovalores da matriz (5.14):

$$Spl_+ = \sqrt{(\omega_a - \omega_u)^2 + 4g_{+max}^2}. \quad (5.18)$$

O acoplamento máximo é dado no ponto $\omega_a = u$:

$$S_+ = 2g_{+max} = 2g_d \cos(\theta) = 2g_d \frac{g}{\sqrt{g^2 + (\frac{\Delta}{2} + R)^2}}, \quad (5.19)$$

para

$$\omega_a = \omega_u = \frac{\omega_d + \omega_i}{2} + \frac{1}{2}g \left(\frac{g_i}{g_d} + \frac{g_d}{g_i} \right). \quad (5.20)$$

Similarmente ao que foi feito com o autovalor superior, pode ser feito com o autovalor inferior. Porém, para este caso, é visto que há ausência de acoplamento $Spl_- = 0$ para a condição em que:

$$\omega_a = \omega_l = \frac{\omega_d + \omega_i}{2} - \frac{1}{2}g \left(\frac{g_i}{g_d} + \frac{g_d}{g_i} \right) + \frac{g_d g_i}{g}. \quad (5.21)$$

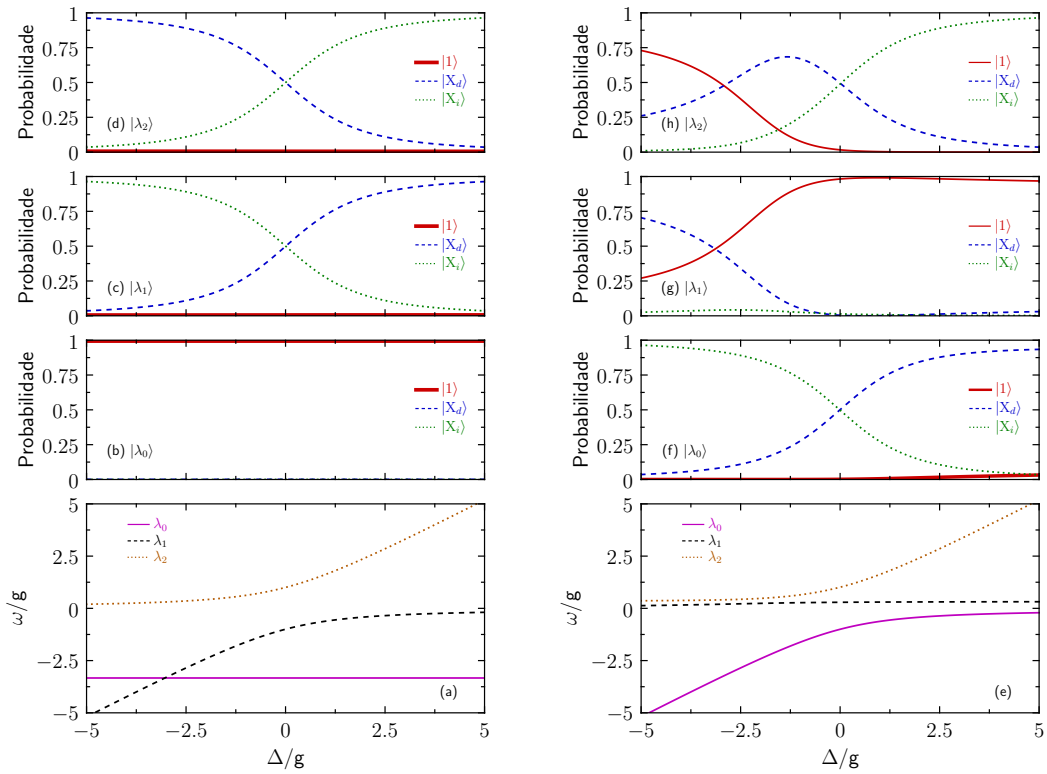


Figura 5.2 – Autovalores e autovetores do sistema como função da dessintonia entre os PQs da molécula, com o modo da cavidade no ponto de mínimo (a), (b), (c), (d) e no ponto de máximo (e), (f), (g), (h). Para cada autovalor descrito em (a), os autovetores descritos em (b), (c) e (d) mostram a contribuição do modo da cavidade (vermelho sólido), do éxciton direto (azul tracejado) e do éxciton indireto (verde pontilhado). Os painéis (e), (f), (g) e (h) são análogos aos painéis (a), (b), (c) e (d), respectivamente.

Para caracterizar o acoplamento do sistema, a configuração da molécula será analisada seguindo a condição de relação entre os parâmetros de acoplamento descrita anteriormente. Por conveniência, os valores dos parâmetros serão de $T_e = 1$, $g_d = 0.1$ e $g_i = 0.03$. Com isto, através das equação (5.12), mantendo $\omega_d = 0$ como referência, a configuração da molécula se completa com $\omega_i = -3.03$. O ponto de desacoplamento segue

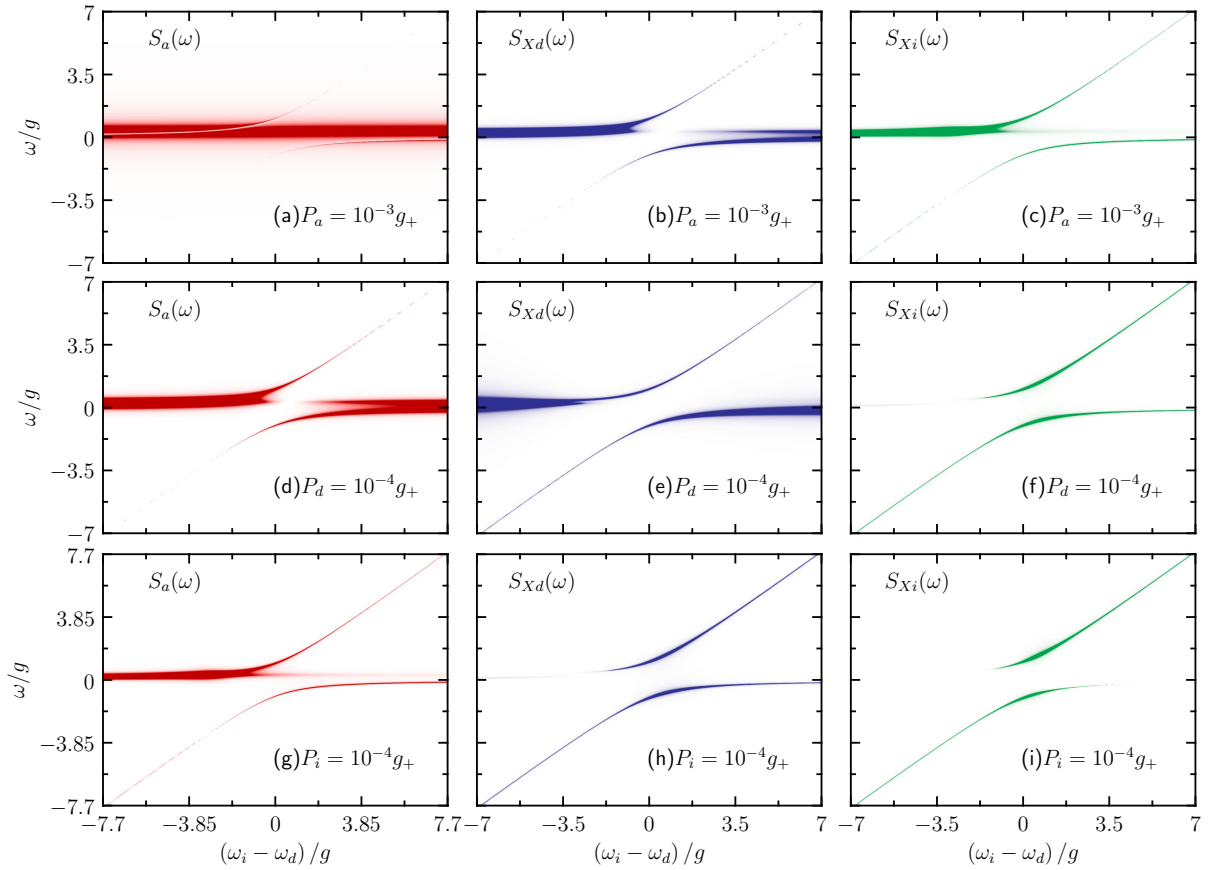


Figura 5.3 – Espectros de emissão do sistema como função da dessintonia da molécula e com o modo da cavidade fixo na posição de acoplamento máximo. A intensidade das cores estão em unidades arbitrárias sendo que em todos os painéis é considerado a escala de cor com cores escuras para mais altas intensidades. Parâmetros: $\gamma_d = 10^{-4}g_+$, $\gamma_i = 10^{-4}g_+$ e $\gamma_a = 2g_+$

com (5.21), $\omega_a = -3.3303$. Este desacoplamento pode ser evidenciado claramente analisando os autovalores e os autovetores do Hamiltoniano do sistema para estes parâmetros, como mostrado nos painéis da esquerda na Fig. 5.2. Repare que o autovetor $|\lambda_0\rangle$, Fig. 5.2(b), correspondente ao autovalor λ_0 [Fig. 5.2(a)], não possui nenhuma contribuição dos autoestados dos éxcitons, se comportando sempre como um autoestado da cavidade apenas. Em contrapartida, os autovetores $|\lambda_1\rangle$ e $|\lambda_2\rangle$ possuem apenas contribuições devido aos éxcitons direto e indireto.

Da mesma forma, pode-se observar o ponto de máximo acoplamento representado nos painéis da direita na Fig. 5.2. Porém, neste caso, ω_i deve ser maior que ω_d , evidenciando um Δ positivo. Com os parâmetros definidos, observa-se este ponto mudando a frequência da cavidade para $\omega_a = 0.3$, de acordo com a eq. (5.20), cujo valor é definido do *splitting*

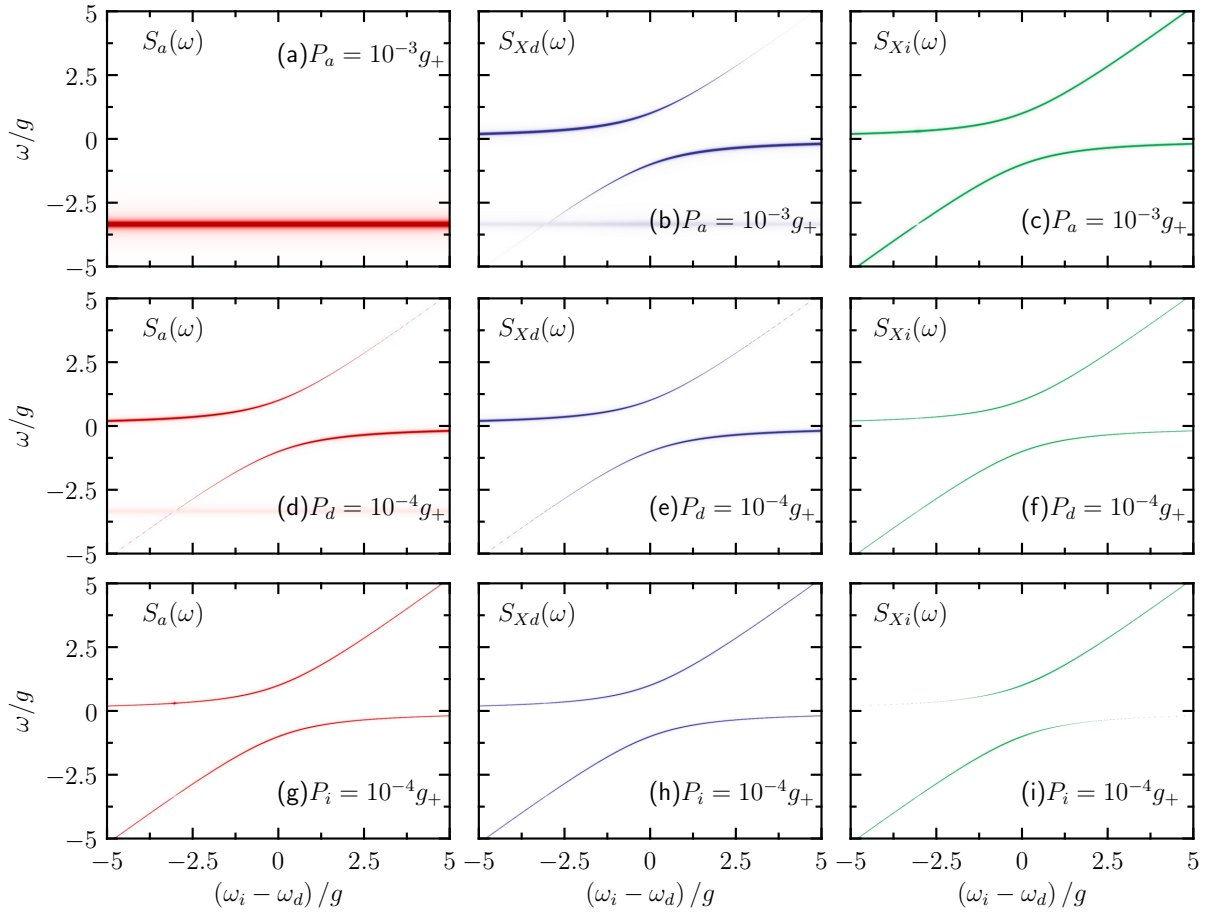


Figura 5.4 – Espectros de emissão do sistema como função da dessintonia da molécula e com o modo da cavidade fixo na posição de não acoplamento. A intensidade das cores estão em unidades arbitrárias sendo que em todos os painéis é considerado a escala de cor com cores escuras para mais altas intensidades. Parâmetros: $\gamma_d = 10^{-4}g_+$, $\gamma_i = 10^{-4}g_+$ e $\gamma_a = 2g_+$

pela equação (5.19), particularmente $Spl_{max} = 0.1$. É visto que todos os autovalores, Fig. 5.2(e), possuem componentes dos dois éxcitons e também da cavidade, os quais se anticruzam como mostrado com os autovetores 5.2(f), 5.2(g) e 5.2(h).

Uma vez estruturada a configuração energética deste sistema, é útil tornar a análise menos idealizada incluindo processos dissipativos e calculando o espectro de emissão, grandeza que pode ser medida experimentalmente.

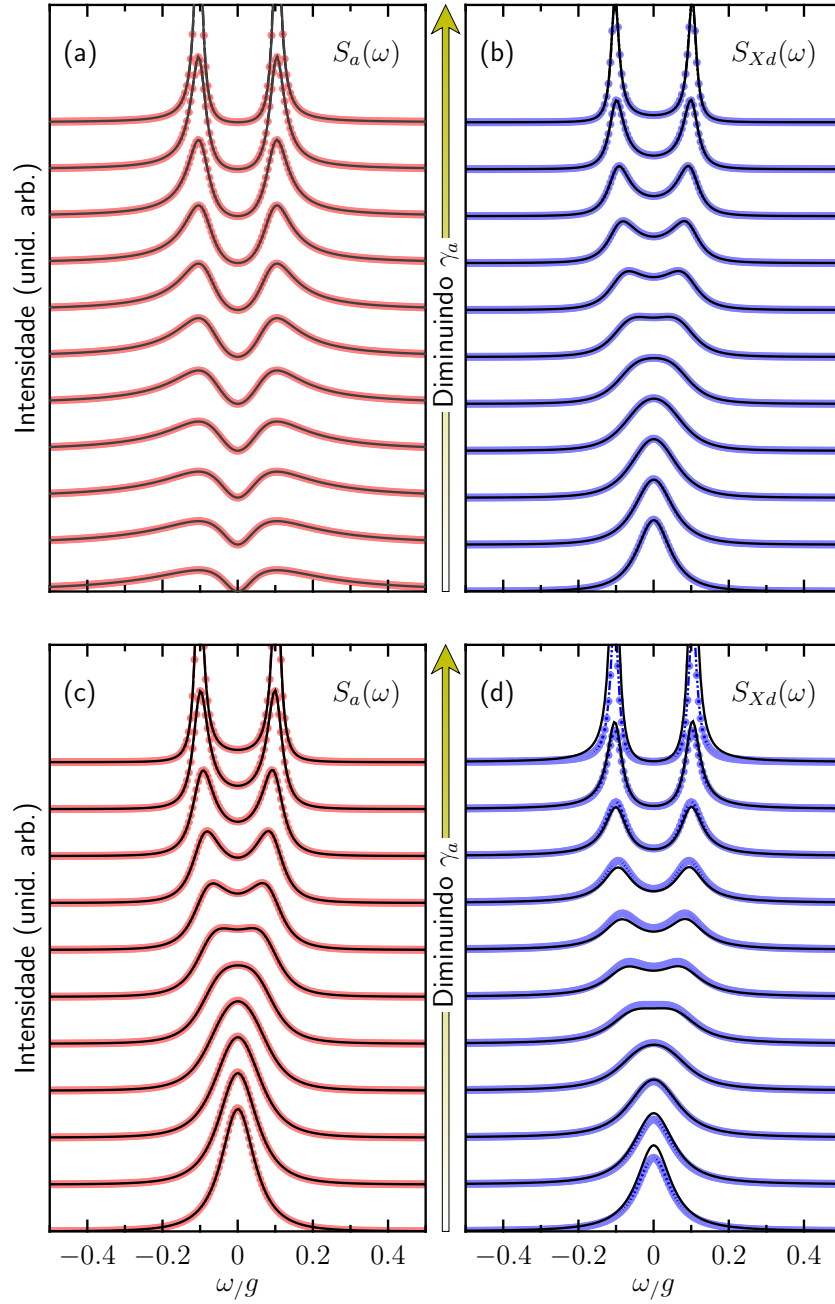


Figura 5.5 – Comparação entre os espectros de luminescência do sistema molécula de pontos quânticos-cavidade (cores vermelho e azul) e sistema ponto quântico-cavidade (linha preta) como função de Γ_a na posição de máximo acoplamento.

5.2 Espectros de Emissão

O tratamento exposto até aqui ignora todos os efeitos de perdas. Como sistemas de acoplamento pontos quânticos-cavidades são dissipativos, pode-se usar a equação mestra na forma de Lindblad para incorporar tais efeitos, como foi feito nos capítulos anteriores.

Tal equação é dada por

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] + \mathcal{L}\rho \quad (5.22)$$

em que ρ é o operador matriz densidade do sistema molécula-cavidade acoplado e \mathcal{L} é o operador de Lindblad contendo o bombeio incoerente e as perdas.

Considerando o ponto de máximo acoplamento molécula-cavidade, foi investigado o sistema descrito observando através dos espectros de emissão oriundos de cada canal de radiação simulando o bombeio sobre cada componente separadamente Fig. 5.3. A figura mostra os espectros para a cavidade $S_a(\omega)$ (em vermelho), para o éxciton $S_{Xd}(\omega)$ (em azul) e $S_{Xi}(\omega)$ (em verde), a baixo bombeio como função da diferença de energia entre os PQs da molécula. Neste regime, é considerado no máximo um fóton no sistema. Quando simulado o bombeio sobre a cavidade somente, o espectro do canal de radiação da mesma apresenta uma interferência quântica que segue claramente o caminho das autovalores de energia da molécula, devido à presença unicamente do bombeio incoerente sobre a cavidade como esperado de acordo com as referências [57, 58]. Os outros canais de radiação oriundos dos pontos quânticos $S_{Xd}(\omega)$ e $S_{Xi}(\omega)$ mostram a presença do acoplamento forte, sempre governado por g_+ , entre a molécula e a cavidade como era esperado devido aos parâmetros utilizados. Quando o bombeio é posto sobre o PQ direto, o acoplamento forte pode ser caracterizado explicitamente em $S_a(\omega)$ e $S_{Xd}(\omega)$. O anticruzamento não ficou tão evidente em S_{Xi} simplesmente pela preferência do canal de radiação nesta zona. Bombeando sobre o éxciton indireto, a visualização se torna restrita ao espectro da cavidade.

A Fig. 5.4 é análoga à Fig. 5.3 porém com o modo da cavidade definido na posição de acoplamento nulo entre molécula e cavidade, onde nota-se um total desacoplamento entre a molécula de PQs e o modo da cavidade. Muitas vezes, dependendo da preferências dos canais S_{Xd} e S_{Xi} de emissão e de onde o bombeio incoerente é aplicado, a emissão da cavidade não pode ser observada.

A fim de comparar o sistema molécula-cavidade com o sistema PQ-cavidade previamente estudado, a modo da cavidade foi novamente situado no ponto de máximo acoplamento com a molécula. Também foi considerado que o acoplamento PQ-cavidade seja equivalente ao acoplamento efetivo g_+ . Deste modo, novamente os bombeios incoerentes

foram aplicados separadamente sobre o sistema. A Fig. 5.5 mostra esta comparação onde ambos os sistemas têm seus acoplamentos evoluindo com a variação da perda da cavidade γ_a . Os painéis superiores painéis 5.5(a) e 5.5(b) mostram a situação em que apenas P_a é aplicado. Em contrapartida, os painéis 5.5(c) e 5.5(d) mostram os resultados com excitação incoerente sobre os éxcitons. Em todos os casos, há uma concordância entre os dois sistemas, molécula em cores e PQ em preto, a qual leva a considerar que a molécula funciona como um único ponto quântico ao acoplá-la à uma cavidade em seu ponto de máximo acoplamento. Vale ressaltar também que ela está sujeita a apresentar processos de interferência devido à diferença entre os bombeios incoerentes como visto no painel 5.5(a).

Portanto, conclui-se que o sistema molécula-cavidade possui uma zona em que se torna inviável o acoplamento com os modos da cavidade. Em contrapartida, apresenta um ponto de acoplamento máximo com comportamento similar ao sistema PQ-cavidade. Uma vez feita neste trabalho a descrição da teoria que governa o sistema molécula-cavidade, a possibilidade de aumento deste máximo acoplamento se torna dependente dos acoplamentos de cada éxciton em questão com a cavidade, aqui g_d e g_i , o que já é feito experimentalmente de maneira espacial e espectral como descrito anteriormente.

6 Dois subsistemas PQ-cavidade acoplados

Neste trabalho é estudado a interação mútua direta entre dois pontos quânticos acoplados a diferentes modos de duas cavidades acopladas entre si. É visto que há uma interação direta entre os pontos quânticos mesmo sem acoplamento direto entre eles.

6.1 Modelo e Formalismo

Atualmente há um grande interesse da comunidade científica no estudo de uma melhor arquitetura para a interação entre dois emissores para aplicação em dispositivos de Informação Quântica. Pontos quânticos semicondutores se apresentam como bons candidatos a emissores por terem decoerências temporalmente longas. Foi visto que a interação entre PQs diminui rapidamente quando a distância entre eles é maior que o comprimento de onda de emissão [61]. Para aumentar o acoplamento entre os mesmos, fez-se a utilização de cavidades fotônicas no regime de acoplamento forte [6, 62]. Alguns trabalhos na literatura mostram a interação entre PQs através dos modos de uma cavidade [63]. Porém, outros trabalhos têm sido feitos na busca por acoplar emissores separados espacialmente. Tais propostas vêm sendo realizadas com a utilização de guias de onda como meio de propagação da luz entre as cavidades. Aqui será utilizado o mesmo formalismo da matriz densidade descrito anteriormente para analisar uma possível configuração de um sistema composto por duas cavidades acopladas entre si e cada uma também acoplada separadamente à um PQ. A equação mestra na forma de Lindblad, $i\hbar\partial_t\rho = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \mathcal{L}(\rho)$, com a parte coerente descrito no Hamiltoniano,

$$\begin{aligned}
 H &= \frac{\hbar\omega_{x1}\sigma_1^z}{2} + \hbar\omega_a a^\dagger a + \hbar g_1(a^\dagger\sigma_1 + \sigma_1^\dagger a) \\
 &+ \frac{\hbar\omega_{x2}\sigma_2^z}{2} + \hbar\omega_b b^\dagger b + \hbar g_2(b^\dagger\sigma_2 + \sigma_2^\dagger b) \\
 &+ \hbar J(a^\dagger b + b^\dagger a).
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

e a parte incoerente descrita pelo operador de Lindblad,

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} = & \frac{\gamma_a}{2} (2a\rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a) + \frac{P_a}{2} (2a^\dagger \rho a - a a^\dagger \rho - \rho a a^\dagger) \\
& + \frac{\gamma_b}{2} (2b\rho b^\dagger - b^\dagger b \rho - \rho b^\dagger b) + \frac{P_b}{2} (2b^\dagger \rho b - b b^\dagger \rho - \rho b b^\dagger) \\
& + \frac{\gamma_1}{2} (2\sigma_1 \rho \sigma_1^\dagger - \sigma_1^\dagger \sigma_1 \rho - \rho \sigma_1^\dagger \sigma_1) + \frac{P_1}{2} (2\sigma_1^\dagger \rho \sigma_1 - \sigma_1 \sigma_1^\dagger \rho - \rho \sigma_1 \sigma_1^\dagger) \\
& + \frac{\gamma_2}{2} (2\sigma_2 \rho \sigma_2^\dagger - \sigma_2^\dagger \sigma_2 \rho - \rho \sigma_2^\dagger \sigma_2) + \frac{P_2}{2} (2\sigma_2^\dagger \rho \sigma_2 - \sigma_2 \sigma_2^\dagger \rho - \rho \sigma_2 \sigma_2^\dagger) \\
& + \frac{\gamma_\phi^1}{2} (\sigma_1^z \rho \sigma_1^z - \rho) + \frac{\gamma_\phi^2}{2} (\sigma_2^z \rho \sigma_2^z - \rho), \tag{6.2}
\end{aligned}$$

onde novamente $\sigma^\dagger = |x\rangle\langle 0|$, $\sigma = |0\rangle\langle x|$ são operadores de pseudospin para um sistema quântico de dois níveis para os dois pontos quântico de um estado fundamental $|0\rangle$ e um estado de éxciton simples $|x_1\rangle$ para o PQ_1 ($|x_2\rangle$ para o PQ_2), a^\dagger e a são operadores de criação e aniquilação de fótons nos modos da cavidade A com frequência ω_a , b^\dagger e b são análogos para os modos da cavidade B com frequência ω_b , ω_1 e ω_2 são as frequências dos éxcitons, g_1 (g_2) é o acoplamento de dipolo entre os modos da cavidade $A(B)$ e o éxciton do ponto quântico 1 (2) e J é taxa de *fóton hopping* entre as duas cavidades. Neste sistema também foi utilizado o teorema de Wiener-Kintchine para o cálculo do espectro de emissão para cada componente do sistema através da relação:

$$S_c(\omega) = \frac{1}{\pi} \lim_{t \rightarrow \infty} \text{Re} \int_0^\infty d\tau e^{-(\Gamma_r - i\omega\tau)} \langle c^\dagger(t) c(t + \tau) \rangle \tag{6.3}$$

sendo $c = a, b, \sigma_1, \sigma_2$. Assumindo novamente que o sistema atinge o estado estacionário para tempos longos.

6.2 Espectro de emissão

A Fig. 6.1 apresenta os espectros de emissão de cada canal de radiação desta configuração de sistema como função da dessintonia entre a energia do éxciton 1 e a energia do modo da cavidade A . Foi simulada a situação em que as perdas efetivas do sistema são menores que as constantes de acoplamento g e J fazendo com que haja o regime de acoplamento forte.

O bom acordo entre os espectros de emissão e os autovalores polaritônicos do sistema no regime de acoplamento forte considerado no capítulo 3 deste trabalho, permite

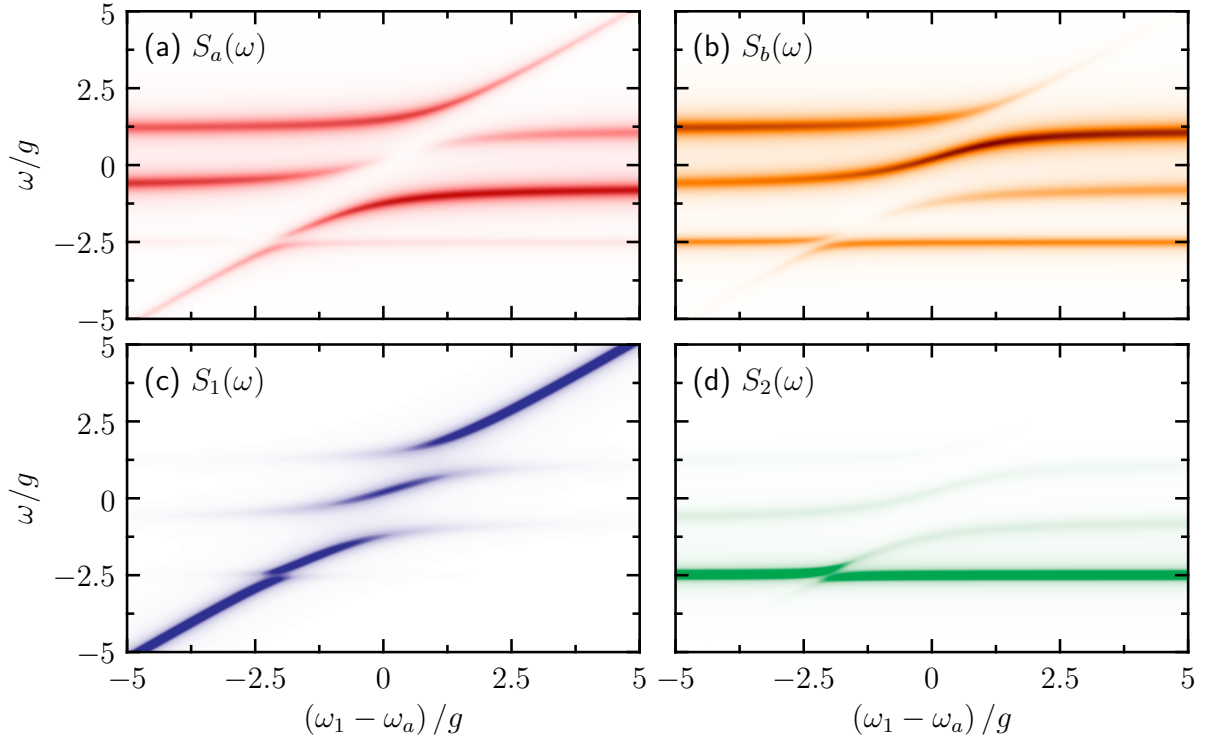


Figura 6.1 – Espectros de emissão para o canal de radiação da cavidade A , $S_a(\omega)$ (em vermelho), para a cavidade B , $S_b(\omega)$, (em laranja), para o ponto quântico 1, $S_1(\omega)$, (em azul) e para o ponto quântico 2, $S_2(\omega)$, (em verde), como função da dessintonia entre a energia do primeiro éxciton e o modo da cavidade A . Parâmetros: $\gamma_a = \gamma_b = 0.5g$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.002g$, $\gamma_\phi = \gamma_\phi = 0.002g$, $P_a = P_b = 0.05g$, $P_1 = P_2 = 0.001g$, $J = g$

extrair, destes últimos, informações adicionais sobre o acoplamento entre os modos das cavidades e os éxcitons. Estes autovalores são obtidos resolvendo as equações de Liouville para o valor esperado de tempo único, similar à Ref. [59]:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma_1 \rangle \\ \langle b \rangle \\ \langle \sigma_2 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{\omega}_a & g_1 & J & 0 \\ g_1 & \tilde{\omega}_1 & 0 & 0 \\ J & 0 & \tilde{\omega}_b & g_2 \\ 0 & 0 & g_2 & \tilde{\omega}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma_1 \rangle \\ \langle b \rangle \\ \langle \sigma_2 \rangle \end{pmatrix}, \quad (6.4)$$

onde $\tilde{\omega}_a = \omega_a - i\Gamma_a$, $\tilde{\omega}_b = \omega_b - i\Gamma_b$, $\tilde{\omega}_1 = \omega_1 - i\Gamma_1$ e $\tilde{\omega}_2 = \omega_2 - i\Gamma_2$ com $\Gamma_a = (\gamma_a - P_a)/2$, $\Gamma_b = (\gamma_b - P_b)/2$, $\Gamma_1 = (\gamma_1 + P_1)/2 + \gamma_\phi^1$ e $\Gamma_2 = (\gamma_2 + P_2)/2 + \gamma_\phi^2$. Dos autoestados das autofrequências da emissão se pode obter o grau de mistura de cada pico no espectro, isto é, a força da contribuição de cada componente do sistema, dos modos das cavidades A e B e dos éxcitons 1 e 2, para cada autoestado individual.

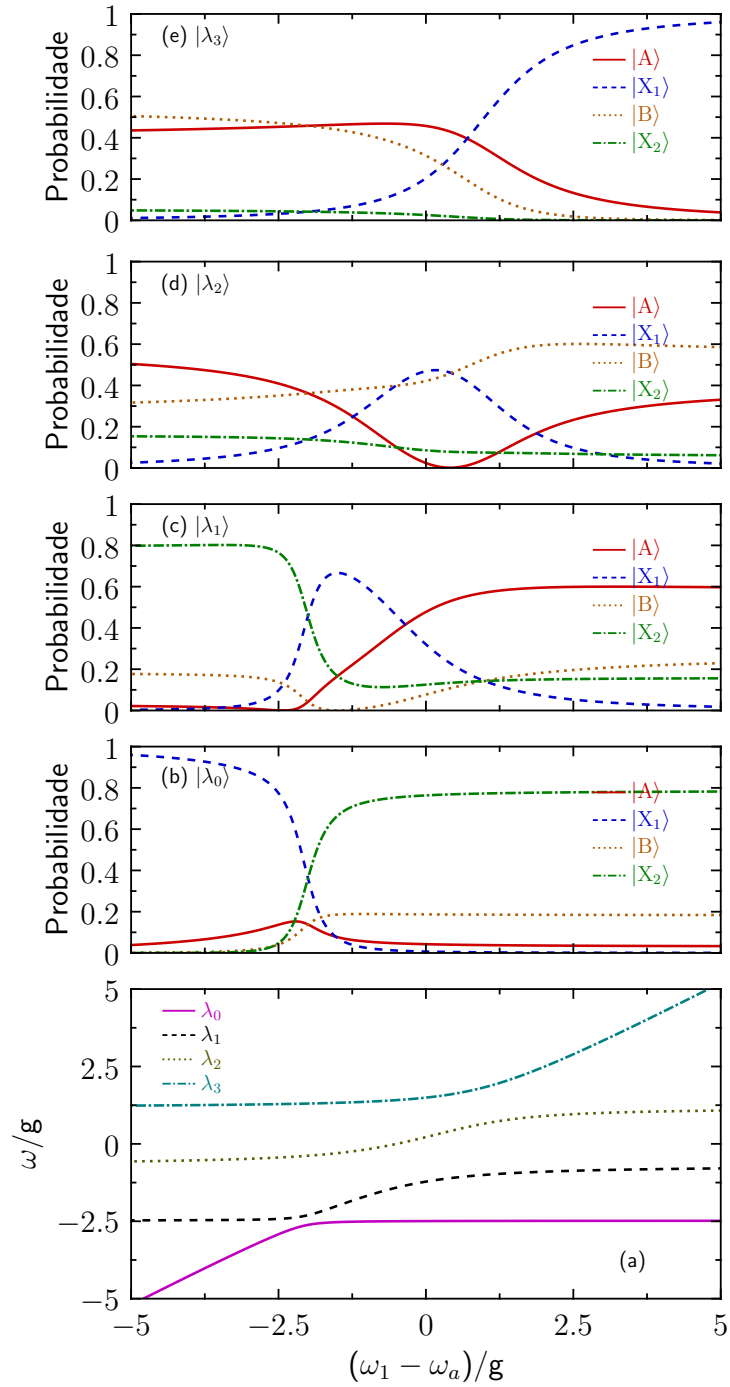


Figura 6.2 – Autovalores e autoestados polaritônicos para o sistema em questão. (b), (c), (d) e (e) apresentam os autovetores $|\lambda_0\rangle$, $|\lambda_1\rangle$, $|\lambda_2\rangle$ e $|\lambda_3\rangle$ revelando a contribuição da cavidade A (em vermelho), da cavidade B (em laranja), do PQ1 (em azul) e do PQ2 (em verde) nos respectivos autovalores λ_0 , λ_1 , λ_2 e λ_3 apresentados em (a), como função da dessintonia entre a energia do primeiro éxciton e o modo da cavidade A. Parâmetros: $\gamma_a = \gamma_b = 0.5g$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.002g$, $\gamma_\phi = \gamma_\phi = 0.002g$, $P_a = P_b = 0.05g$, $P_1 = P_2 = 0.001g$, $J = g$

O resultado é apresentado na Fig. 6.2, onde (b), (c), (d) e (e) correspondem aos autoestados de λ_0 , λ_1 , λ_2 e λ_3 (ver Fig. 6.2), respectivamente. As diferentes curvas correspondem à mistura normalizada da cavidade A (vermelho sólido), do éxciton 1 (azul tracejado), da cavidade b (laranja pontilhado) e do éxciton 2 (verde pontilhado-tracejado) ao estados do sistema acoplado.

As curvas são traçadas com a variação do parâmetro de controle que faz com que a energia de gap do éxciton 1 varie entrando em ressonância com cada outro componente. Os modos das cavidades foram mantidos em ressonância, pouco acima da energia de gap do éxciton 2. Começando λ_0 , este evolui de um estado de quase como $|X_1\rangle$ puro para um estado de quase $|X_2\rangle$ puro. Este fato se torna muito interessante pela pequena contribuição das cavidades no momento da ressonância entre os dois éxcitons.

O autoestado λ_1 é inicialmente quase como X_2 , torna-se uma mistura de todos os estados com a maior contribuição de X_1 . Porém após o ponto de quádrupla ressonância, λ_2 passa a ser quase como $|A\rangle$.

Tanto em $|\lambda_0\rangle$ quanto em $|\lambda_1\rangle$, o acoplamento entre quase $|X_1\rangle$ e quase $|X_2\rangle$ é mais fraco comparado ao acoplamento éxciton X_1 -cavidade A que é governado por g_1 . Este fato é comprovado pelo menor *splitting* entre eles nos autovalores polaritônicos.

Por último, os autoestados $|\lambda_2\rangle$ e $|\lambda_3\rangle$ iniciam com domínio da contribuição das cavidades. Uma vez que elas foram mantidas na condição de ressonância uma com a outra, os autovalores λ_2 e λ_3 estão igualmente separadas entre si e cada com contribuição igual de cada cavidade. Na região de quádruplo anticruzamento, $|\lambda_2\rangle$ e $|\lambda_3\rangle$ mostram a interação com éxciton X_1 governada ora pelos acoplamento g ora pela taxa de fóton *hopping*, finalizando com a contribuição das cavidades e do éxciton X_1 , respectivamente.

Portanto, a interação indireta entre os éxcitons dos dois PQs se apresenta como um resultado extremamente interessante. Além do mais, o fato de que, no momento desta interação, as contribuições dos modos das cavidade sejam mínimas, o que motiva futuras aplicações em dispositivos (*on chip*).

7 Conclusão e perspectivas futuras

De maneira geral, a cálculo do espectro de emissão provou mais uma vez ser uma ferramenta poderosa na caracterização de sistemas semicondutores, mais precisamente pontos quânticos acoplados a cavidades. Com ele foi possível obter informações de diferentes configurações destes sistemas com o intuito de melhor aplicá-los futuramente.

Primeiramente, foi apresentada uma equação analítica para o *splitting* entre os picos de emissão de fotoluminescência para um sistema PQ-cavidade. Esta equação, se mostra mais eficiente sendo sensível à efeitos de interferência entre outros possibilitando a comparação direta com a equação para o *splitting* de Rabi utilizada de forma geral. As diferenças apresentadas se devem ao fato de que o *splitting* da PL considera as preferências do canal de radiação da cavidade (aqui demonstrado, mas também estendido ao ponto quântico), ao contrário de Spl_{Rabi} que é uma equação generalizada utilizada para o espectro de qualquer componente do sistema. Através dos resultados obtidos foi visto que para que ambas sejam coincidentes, o sistema deve estar em um regime de acoplamento bastante forte ou bastante fraco desde que ambos os componentes estejam sob bombeio.

Utilizando uma cavidade vazia acoplada à um sistema PQ-cavidade, foi observado que através do espectro de emissão desta última que, por sua vez, possui baixo fator de qualidade, é possível monitorar o primeiro subsistema e suas interações. Tal fato abre novas possibilidades para que experimentais possam excitar ressonantemente o sistema PQ-cavidade e observar a interação olhando para o espectro da cavidade próxima. A condição encontrada para que isto ocorra sem qualquer interferência sobre o subsistema PQ-cavidade foi a de que ambas as cavidades estejam em acoplamento fraco entre si.

No caso do estudo da molécula, o fato dos éxcitons apresentarem diferentes acoplamentos com a luz, mostrou uma transição extremamente interessante entre dois estágios. No primeiro estágio, a molécula se mostra incapaz de se acoplar com a luz como pôde ser visto nos espectros apresentados. Já no segundo, a molécula possui um acoplamento similar ao de um único PQ porém com a vantagem de sintonia das frequência, uma vez que se

pode controlar apenas a energia do éxciton indireto. Um fato extremamente interessante, por conveniência não apresentado nesta tese, mostra que esta similaridade na emissão dos sistemas PQ-cavidade e molécula-cavidade, se restringem à função correlação de primeira ordem.

Por último, pôde ser visto uma interação direta entre dois PQs acoplados exclusivamente através dos modos de duas cavidades conectadas. Este resultado é de extrema importância para aplicação deste sistema em circuitos fotônicos.

Diante dos resultados obtidos, faz-se necessário dar novos passos. Para a análise do *splitting* do sistema PQ-cavidade, uma possibilidade é estender a análise apresentada para o caso do espectro geral formado pela soma de todos os espectros dos vários canais de radiação. Este caso se torna interessante por levar em consideração também as correlações em primeira ordem para diferentes operadores, tais como $\langle \sigma^\dagger(t)a(t+\tau) \rangle$ e $\langle a^\dagger(t)\sigma(t+\tau) \rangle$, muito pouco exploradas na literatura.

Para o sistema de molécula-cavidade, se faz necessário expandir a análise no ponto de acoplamento máximo para analisar se a estatística da luz emitida também é semelhante ao sistema PQ-cavidade. Para isto, é necessário expandir a análise incluindo processos de multi-fótons. O posicionamento do éxciton indireto energeticamente distante do éxciton direto e da cavidade, pode apresentar resultados interessantes na estatística de emissão do sistema.

Também seria interessante estudar as propriedades óticas de sistemas incluindo guias de onda entre as cavidades possibilitando a interação de vários subsistemas espacialmente distantes. É possível investigar se os guias de onda com boa qualidade podem maximizar a interação entre dois emissores distantes em comparação com o caso tratado com a taxa de fóton *hopping* apresentado no capítulo 6, por exemplo.

Referências

- 1 ZRENNER, A. A close look on single quantum dots. *The Journal of Chemical Physics*, v. 112, n. 18, 2000. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 15.
- 2 MARQUEZ, J.; GEELHAAR, L.; JACOBI, K. Atomically resolved structure of InAs quantum dots. *Applied Physics Letters*, v. 78, n. 16, 2001. Citado 2 vezes nas páginas 8 e 15.
- 3 GONZALEZ-TUDELA, A. et al. Anticrossing in the pl spectrum of lightmatter coupling under incoherent continuous pumping. *Sup. and Microst.*, v. 47, p. 16–18, Jan 2010. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0749603609001219>>. Citado 4 vezes nas páginas 9, 38, 43 e 44.
- 4 DEUTSCH, D.; JOZSA, R. Rapid solution of problems by quantum computation. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical and Physical Sciences*, v. 439, n. 1907, p. 553–558, 1992. Citado na página 13.
- 5 SHOR, P. Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring. *Foundations of Computer Science, 1994 Proceedings., 35th Annual Symposium on*, p. 124–134, 1994. Disponível em: <<http://ieeexplore.ieee.org/xpl/articleDetails.jsp?arnumber=365700>>. Citado na página 13.
- 6 GROVER, L. K. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 79, p. 325–328, Jul 1997. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.325>>. Citado na página 13.
- 7 LOSS, D.; DIVINCENZO, D. P. Quantum computation with quantum dots. *Phys. Rev. A*, APS, v. 57, n. 1, p. 120–126, 1998. Disponível em: <<http://link.aps.org/abstract/PRA/v57/p120>>. Citado na página 13.
- 8 JIN, H. et al. On-chip generation and manipulation of entangled photons based on reconfigurable lithium-niobate waveguide circuits. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 113, p. 103601, Sep 2014. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.103601>>. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 20.
- 9 METCALF, B. J. et al. Quantum teleportation on a photonic chip. *Nat. Phot.*, American Physical Society, v. 8, p. 770–774, Sep 2014. Disponível em: <<http://www.nature.com/nphoton/journal/v8/n10/full/nphoton.2014.217.html>>. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 20.
- 10 BAYER, M. et al. Hidden symmetries in the energy levels of excitonic ‘artificial atoms’. *Nature*, v. 405, n. 6789, p. 923–926, 2000. Citado na página 14.
- 11 PETROFF, P. M.; LORKE, A.; IMAMOGLU, A. Epitaxially self-assembled quantum dots. *Physics Today*, AIP, v. 54, n. 5, p. 46–52, 2001. Disponível em: <<http://link.aip.org/link/?PTO/54/46/1>>. Citado na página 14.

- 12 REITHMAIER, J. P. et al. Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system. *Nature*, v. 432, p. 197–200, 2004. Citado 4 vezes nas páginas 16, 17, 18 e 19.
- 13 YOSHIE, T. et al. Vacuum rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, v. 432, p. 200–203, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 16, 18 e 19.
- 14 HENNESSY, K. et al. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system. *Nature*, v. 445, p. 896–899, fev. 2007. Citado 3 vezes nas páginas 16, 18 e 19.
- 15 PRESS, D. et al. Photon antibunching from a single quantum-dot-microcavity system in the strong coupling regime. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 98, n. 11, p. 117402, Mar 2007. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 18.
- 16 ENGLUND, D. et al. Resonant excitation of a quantum dot strongly coupled to a photonic crystal nanocavity. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 104, n. 7, p. 073904, Feb 2010. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 18.
- 17 NOMURA, M. et al. Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot nanocavity system. *Nature Physics*, v. 6, p. 279 – 283, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 18.
- 18 KAER, P. et al. Non-markovian model of photon-assisted dephasing by electron-phonon interactions in a coupled quantum-dot-cavity system. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 104, p. 157401, Apr 2010. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.157401>>. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 18.
- 19 MABUCHI, H.; DOHERTY, A. C. Cavity Quantum Electrodynamics: Coherence in Context. *Science*, v. 298, n. 5597, p. 1372–1377, 2002. Disponível em: <<http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/298/5597/1372>>. Citado na página 16.
- 20 RAIMOND, J. M.; BRUNE, M.; HAROCHE, S. Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 73, n. 3, p. 565–582, Aug 2001. Citado na página 16.
- 21 PURCELL, E. M.; TORREY, H. C.; POUND, R. V. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 69, p. 37–38, Jan 1946. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.69.37>>. Citado na página 17.
- 22 FERMI, E. Quantum theory of radiation. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 4, p. 87–132, Jan 1932. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.4.87>>. Citado na página 17.
- 23 KANIBER, M. et al. Efficient spatial redistribution of quantum dot spontaneous emission from two-dimensional photonic crystals. *Appl. Phys. Lett.*, AIP, v. 91, n. 6, p. 061106, 2007. Disponível em: <<http://link.aip.org/link/?APL/91/061106/1>>. Citado na página 18.

- 24 KANIBER, M. et al. Highly efficient single-photon emission from single quantum dots within a two-dimensional photonic band-gap. *Phys. Rev. B*, APS, v. 77, n. 7, p. 073312, 2008. Disponível em: <<http://link.aps.org/abstract/PRB/v77/e073312>>. Citado na página 18.
- 25 BADOLATO, A. et al. Deterministic coupling of single quantum dots to single nanocavity modes. *Science*, v. 308, n. 5725, p. 1158–1161, 2005. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.
- 26 DALACU, D. et al. Postfabrication fine-tuning of photonic crystal microcavities in inas/inp quantum dot membranes. *Appl. Phys. Lett.*, AIP, v. 87, n. 15, p. 151107, 2005. Disponível em: <<http://link.aip.org/link/?APL/87/151107/1>>. Citado na página 18.
- 27 HENNESSY, K. et al. Tuning photonic crystal nanocavity modes by wet chemical digital etching. *Appl. Phys. Lett.*, AIP, v. 87, n. 2, p. 021108, 2005. Disponível em: <<http://link.aip.org/link/?APL/87/021108/1>>. Citado na página 18.
- 28 MOSOR, S. et al. Scanning a photonic crystal slab nanocavity by condensation of xenon. *Appl. Phys. Lett.*, AIP, v. 87, n. 14, p. 141105, 2005. Disponível em: <<http://link.aip.org/link/?APL/87/141105/1>>. Citado na página 18.
- 29 STRAUF, S. et al. Frequency control of photonic crystal membrane resonators by monolayer deposition. *Appl. Phys. Lett.*, AIP, v. 88, n. 4, p. 043116, 2006. Disponível em: <<http://link.aip.org/link/?APL/88/043116/1>>. Citado na página 18.
- 30 LAUCHT, A. et al. Electrical control of spontaneous emission and strong coupling for a single quantum dot. *New Journal of Physics*, v. 11, p. 023034–023044, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 38.
- 31 KANIBER, M. et al. Efficient and selective cavity-resonant excitation for single photon generation. *New J. Phys.*, v. 11, n. 1, p. 013031, 2009. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1367-2630/11/i=1/a=013031>>. Citado na página 19.
- 32 WEISBUCH, C. et al. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 69, p. 3314–3317, Dec 1992. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.3314>>. Citado na página 19.
- 33 KHITROVA, G. et al. Photoluminescence from a single GaAs/AlGaAs quantum dot. *Nature Physics*, v. 2, p. 81–90, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 38.
- 34 BRUNNER, K. et al. Photoluminescence from a single GaAs/AlGaAs quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 69, p. 3216–3219, Nov 1992. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.3216>>. Citado na página 19.
- 35 MARZIN, J. Y. et al. Photoluminescence of single InAs quantum dots obtained by self-organized growth on GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 73, p. 716–719, Aug 1994. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.73.716>>. Citado na página 19.
- 36 SANVITTO, D. et al. Observation of ultrahigh quality factor in a semiconductor microcavity. *Applied Physics Letters*, v. 86, n. 19, p. –, 2005. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/86/19/10.1063/1.1925774>>. Citado na página 19.

- 37 NOSICH, A. et al. Trends in microdisk laser research and linear optical modelling. *Optical and Quantum Electronics*, Springer US, v. 39, n. 15, p. 1253–1272, 2007. ISSN 0306-8919. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s11082-008-9203-z>>. Citado na página 19.
- 38 YABLONOVITCH, E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 58, p. 2059–2062, May 1987. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.2059>>. Citado na página 19.
- 39 JOHN, S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 58, p. 2486–2489, Jun 1987. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.58.2486>>. Citado na página 19.
- 40 YABLONOVITCH, E.; GMITTER, T. J.; LEUNG, K. M. Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 67, p. 2295–2298, Oct 1991. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.2295>>. Citado na página 19.
- 41 PETER, E. et al. Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 95, p. 067401, Aug 2005. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.067401>>. Citado na página 19.
- 42 KRENNER, H. J. et al. Direct observation of controlled coupling in an individual quantum dot molecule. *Phys. Rev. Lett.*, APS, v. 94, n. 5, p. 057402, 2005. Disponível em: <<http://link.aps.org/abstract/PRL/v94/e057402>>. Citado na página 20.
- 43 BATTEH, E. T. et al. Coherent nonlinear optical spectroscopy of fluctuation quantum dots: Evidence for coupling between quantum dots. *Phys. Rev. B*, APS, v. 71, n. 15, p. 155327, 2005. Disponível em: <<http://link.aps.org/abstract/PRB/v71/e155327>>. Citado na página 20.
- 44 BARBOT, C. et al. Exciton lifetime in InAs/GaAs quantum dot molecules. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 72, p. 035314, Jul 2005. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.72.035314>>. Citado na página 20.
- 45 UNOLD, T. et al. Optical control of excitons in a pair of quantum dots coupled by the dipole-dipole interaction. *Phys. Rev. Lett.*, APS, v. 94, n. 13, p. 137404, 2005. Disponível em: <<http://link.aps.org/abstract/PRL/v94/e137404>>. Citado na página 20.
- 46 STINAFF, E. A. et al. Optical signatures of coupled quantum dots. *Science*, v. 311, n. 5761, p. 636–639, 2006. Citado na página 20.
- 47 MÜLLER, K. et al. Electrical control of interdot electron tunneling in a double InGaAs quantum-dot nanostructure. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 108, p. 197402, May 2012. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.197402>>. Citado na página 20.
- 48 MÜLLER, K. et al. Probing ultrafast charge and spin dynamics in a quantum dot molecule. *Proc. SPIE*, v. 8260, p. 826002–826002–9, 2012. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1117/12.907795>>. Citado na página 20.

- 49 MÜLLER, K. et al. Probing ultrafast carrier tunneling dynamics in individual quantum dots and molecules. *Annalen der Physik*, v. 525, n. 1-2, p. 49–58, 2013. ISSN 1521-3889. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1002/andp.201200195>>. Citado na página 20.
- 50 BORGES, H. S. et al. Quantum interference and control of the optical response in quantum dot molecules. *Applied Physics Letters*, v. 103, n. 22, p. –, 2013. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/103/22/10.1063/1.4833239>>. Citado na página 20.
- 51 MAJUMDAR, A. et al. Cavity quantum electrodynamics with a single quantum dot coupled to a photonic molecule. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 86, p. 045315, Jul 2012. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.045315>>. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 46.
- 52 MAJUMDAR, A. et al. Design and analysis of photonic crystal coupled cavity arrays for quantum simulation. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 86, p. 195312, Nov 2012. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.195312>>. Citado na página 20.
- 53 GARRISON, J. C.; CHIAO, R. Y. *Quantum Optics*. [S.l.]: Oxford University Press, 2008. Citado na página 23.
- 54 LAUCHT, A. et al. Dephasing of exciton polaritons in photoexcited InGaAs quantum dots in gaas nanocavities. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 103, p. 087405, Aug 2009. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.087405>>. Citado 5 vezes nas páginas 28, 29, 41, 44 e 52.
- 55 SCULLY, M. O.; ZUBAIRY, M. S. *Quantum Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. Citado na página 32.
- 56 ANDREANI, L. C.; PANZARINI, G.; GÉRARD, J.-M. Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 60, p. 13276–13279, 1999. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.60.13276>>. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 64.
- 57 LAUSSY, F. P.; VALLE, E. del; TEJEDOR, C. Strong coupling of quantum dots in microcavities. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 101, p. 083601, Aug 2008. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.101.083601>>. Citado 4 vezes nas páginas 38, 39, 44 e 62.
- 58 LAUSSY, F. P.; VALLE, E. del; TEJEDOR, C. Luminescence spectra of quantum dots in microcavities. i. bosons. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 79, p. 235325, Jun 2009. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.235325>>. Citado 4 vezes nas páginas 38, 39, 44 e 62.
- 59 CARMICHAEL, H. J. et al. Subnatural linewidth averaging for coupled atomic and cavity-mode oscillators. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 40, p. 5516–5519, Nov 1989. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.40.5516>>. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 66.

- 60 LAUSSY, F. P. et al. Luminescence spectra of quantum dots in microcavities. iii. multiple quantum dots. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 84, p. 195313, Nov 2011. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.84.195313>>. Citado na página 50.
- 61 PARASCANDOLO, G.; SAVONA, V. Long-range radiative interaction between semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 71, p. 045335, Jan 2005. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.045335>>. Citado na página 64.
- 62 HUGHES, S. Coupled-cavity qed using planar photonic crystals. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 98, p. 083603, Feb 2007. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.98.083603>>. Citado na página 64.
- 63 LAUCHT, A. et al. Mutual coupling of two semiconductor quantum dots via an optical nanocavity. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 82, p. 075305, Aug 2010. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.82.075305>>. Citado na página 64.