

Universidade Federal de Uberlândia – UFU  
Instituto de Física  
Programa de Pós-Graduação em Física

Tese de Doutorado

# **Controle coerente da dinâmica de excitons qubit em cavidades ressonantes.**

por

**Antonio de Freitas Neto**

Orientador: José Maria Villas-Bôas

Uberlândia, 2017

Antonio de Freitas Neto

Controle coerente da dinâmica de excitons qubit em  
cavidades ressonantes.

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

Área de Concentração: Física da Matéria Condensada.

Orientador: José Maria Villas-Bôas

Uberlândia, 2017

*Aos meus pais João Pedro e Regina  
Ao meu irmão Leonardo*





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

---

F866c      Freitas Neto, Antonio de, 1987-  
2017      Controle coerente da dinâmica de excitons qubit em cavidades /  
Antonio de Freitas Neto. - 2017.  
122 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. Mecânica quântica - Simulação por computador  
- Teses. 3. Cristais fotônicos - Teses. 4. Pontos quânticos - Teses. I.  
Villas-Bôas, José Maria. II. Universidade Federal de Uberlândia.  
Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

---

CDU: 53



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



ANTÔNIO DE FREITAS NETO

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, 24 de Agosto de 2017.

BANCA EXAMINADORA

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

Prof. Dr. Fabricio Macedo de Souza  
Universidade Federal de Uberlândia – UFU

Prof. Dr. Liliãna Sanz de la Torre  
Universidade Federal de Uberlândia - UFU

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

Prof. Dr. Maurício Pamplona Pires  
Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ

# Agradecimentos

## *Agradeço,*

A Deus por proporcionar tamanha aprendizagem.

A minha Família, em especial minha mãe Regina, meu pai João Pedro, meu irmão Leonardo e minhas avós Rita e Tereza, que sempre me apoiaram para a coragem e perseverança e em diversos momentos abriram mãos dos próprios sonhos para que eu conquistasse meus objetivos.

A Carla Vila-Verde e toda sua família, por todo suporte ao longo deste período.

Ao Prof. Dr. José Maria Villas-Bôas que me orientou com toda paciência, dedicação e competência.

À Prof. Dra Liliana Sanz de La Torre pelas discussões e colaborações ao longo do desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus amigos Débora Camilo, Willian Junio, João Lucas e Rangel Rezende que me apoiaram para a realização deste sonho.

Aos amigos do GOIQ pelos momentos de discussões compartilhados e pela amizade aqui concretizada.

Aos professores e amigos do Instituto de Física.

A Capes, CNPQ, FAPEMIG e Disse que financiaram o desenvolvimento deste trabalho.

“Quando me amei de verdade, compreendi que em qualquer circunstância, eu estava no lugar certo, na hora certa, no momento exato.

E então, pude relaxar.

Hoje sei que isso tem nome... Auto-estima.

Quando me amei de verdade, pude perceber que minha angústia, meu sofrimento emocional, não passa de um sinal de que estou indo contra minhas verdades.

Hoje sei que isso é... Autenticidade.

Quando me amei de verdade, parei de desejar que a minha vida fosse diferente e comecei a ver que tudo o que acontece contribui para o meu crescimento.

Hoje chamo isso de... Amadurecimento.

Quando me amei de verdade, comecei a perceber como é ofensivo tentar forçar alguma situação ou alguém apenas para realizar aquilo que desejo, mesmo sabendo que não é o momento ou a pessoa não está preparada, inclusive eu mesmo.

Hoje sei que o nome disso é... Respeito.

Quando me amei de verdade comecei a me livrar de tudo que não fosse saudável... Pessoas, tarefas, tudo e qualquer coisa que me pusesse para baixo. De início minha razão chamou essa atitude de egoísmo. Hoje sei que se chama... Amor-próprio.

Quando me amei de verdade, deixei de temer o meu tempo livre e desisti de fazer grandes planos, abandonei os projetos megalômanos de futuro.

Hoje faço o que acho certo, o que gosto, quando quero e no meu próprio ritmo.

Hoje sei que isso é... Simplicidade.

Quando me amei de verdade, desisti de querer sempre ter razão e, com isso, errei muitas menos vezes.

Hoje descobri a... Humildade.

Quando me amei de verdade, desisti de ficar revivendo o passado e de preocupar com o futuro. Agora, me mantenho no presente, que é onde a vida acontece.

Hoje vivo um dia de cada vez. Isso é... Plenitude.

Quando me amei de verdade, percebi que minha mente pode me atormentar e me decepcionar. Mas quando a coloco a serviço do meu coração, ela se torna uma grande e valiosa aliada.

Tudo isso é... Saber viver”!

Mcmillen, Kim & Alison

## Resumo

Neste trabalho nós demonstramos teoricamente como utilizar um pulso em formato gaussiano para controlar a inversão de população, considerando como sistema pontos quânticos inseridos em cavidades de cristais fotônicos. Para isto, consideramos os pontos quânticos como sistemas de dois níveis e utilizamos o modelo de Jaynes Cummings para descrever o sistema. Os processos incoerentes considerados no sistema foram tratados por meio dos operadores de Lindblad. Nós demonstramos como preparar o sistema para controlar a inversão de população, considerando como estado inicial a superposição do ponto quântico no estado fundamental com a cavidade no estado coerente de fótons. Analisamos os efeitos do *dephasing* entre a frequência da cavidade e a frequência excitônica do ponto quântico, bem como a ação de um laser contínuo atuando exclusivamente na cavidade, protegendo o estado coerente da ação dos processos dissipativos relacionados com a superfície da cavidade. Analisamos o processo de troca de informação entre dois pontos quânticos acoplados via Förster utilizando pulso coerente exclusivamente em um dos pontos e verificamos a troca de informação por meio da inversão de população no ponto quântico não bombeado.

**Palavras-chaves:** Pontos quânticos, exciton-poláriton, nanocavidades, Jaynes-Cummings, ocupação média.

# Abstract

In this work, we demonstrate theoretically how to use a Gaussian-shaped pulse to control the population inversion in a system composed of a quantum dot treated as a two-level system inserted in resonant nanocavity. For this, we use the Jaynes-Cummings model to describe the system, however, dissipative processes should not be neglected, which were included through the operators of Lindbl. In this sense, we demonstrate how to prepare the system to control population inversion, considering as initial state the superposition of the exciton in the ground state with the cavity in the coherent state. So, we analyze the effects of the dephasing between the cavity and the exciton frequency, as well as, the action of a continuous laser acting exclusively in the cavity generating a protection to the dissipative processes related to the imperfect surface of the cavity. We analyzed the process of exchanging information between two quantum dots coupled through Förster using coherent pulse exclusively at one of the dot and verified the information exchange by means of the inversion of population in the quantum dot unpumped.

**Key-words:** Quantum dots, exciton-polariton, nanocavities, Jaynes-Cummings, average occupation.

# Lista de ilustrações

- Figura 1.1 – Representação esquemática de um sistema físico quântico misto hipotético (ambiente), em que as indicações 1, 2, 3 e 4 simbolizam quatro subsistemas físicos puros que podem interagir com o ambiente. . . . . 36
- Figura 1.2 – Esfera de Bloch definida em coordenadas esféricas em que os limites para as variáveis  $r$ ,  $\theta$  e  $\varphi$  correspondem respectivamente a  $[0, 1]$ ,  $[0, \pi]$ ,  $[0, 2\pi]$ . Em que  $r$  representa o raio unitário da esfera,  $\theta$  ângulo polar e  $\varphi$  o ângulo azimutal. . . . . 42
- Figura 1.3 – Representação esquemática dos estados de um qubit por meio da representação de vetores na esfera de Bloch, destaque para os estados presentes na região do equador, correspondendo a situação em a distribuição dos estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$  é equipotente. . . . . 43
- Figura 1.4 – Evolução temporal do qubit (ponto quântico+nanocavidade) em que o sistema inverte sua população do estado  $|0\rangle$  para o estado  $|1\rangle$ . A evolução temporal do estado pode ser melhor compreendida com auxílio da barra de cores ao lado. . . . . 44
- Figura 1.5 – Representação esquemática da densidade de estados  $D(E)$  para estruturas do tipo *Bulk*, *Poço quântico*, *Fio quântico* e *Ponto quântico*, respectivamente. . . . . 46
- Figura 1.6 – Representação esquemática do processo de formação de pontos quânticos auto-organizados. Em a) apresenta-se a formação de pontos quânticos por meio de crescimento epitaxial, camada por camada. Nota-se a formação de uma espécie de ilha (ponto quântico) a qual posteriormente será recoberta pelo mesmo material do qual foi feito o substrato. Devido a superposição de camadas de materiais que apresentam parâmetros de rede distintos, gera-se então uma tensão superficial, a qual é minimizada por meio da formação de pequenos aglomerados de átomos, conforme apresentado em b). Por fim, em c) apresenta-se de forma meramente esquemática a relação *Energia X Deposição*, destaca-se que a caracterização destas ilhas resulta em uma redução energética para o sistema. . . . . 47

Figura 1.7 – Confinamento Quântico. a) Representação esquemática da criação de um exciton por meio da promoção de um elétron da camada de valência para a camada de condução de um material semiconductor, deixando uma vacância na camada de valência (*buraco*). b) Representação de um confinamento quântico unidimensional, formado por meio da junção de um semiconductor com energia de transição  $E_{G1}$  com outro material semiconductor com energia de gap superior  $E_{G2}$ . . . . . 49

Figura 1.8 – Representação simbólica de cristais fotônicos unidimensional, bidimensional e tridimensional. . . . . 50

Figura 1.9 – a) Representação esquemática da estrutura de bandas de um material (GaAs) que apresenta constante dielétrica única, observa-se a ausência de gap fotônico. b) Manifestação do gap fotônico na estrutura de bandas ocasionado devido a presença de outro material com constante dielétrica distinta (GaAlAs) c) Expansão do gap fotônico devido ao aumento da diferença entre as constantes dielétricas dos materiais. d) Proeminência de estados discretizados na região de gap fotônico provocado devido a perda proposital de simetria no cristal fotônico <sup>1</sup>. 52

Figura 1.10–a) Cristal fotônico bidimensional, em que o campo elétrico está confinado nas direções  $x$  e  $y$ . Por meio da extração de três cilindros de ar da estrutura, gera-se uma quebra na periodicidade local do índice de refração, criando uma região capaz de confinar a luz nela inserida. b) Campo elétrico polarizado na direção  $y$ . c) Espectro da Transformada de Fourier do campo eletromagnético apresentado em b), em que é possível verificar que na configuração espaçada dos cilindros, a região central o campo é mínimo. Adaptada (1) . . . . . 53

Figura 1.11–Representação esquemática de uma cavidade ressonante tridimensional de lados  $L_x$ ,  $L_y$  e  $L_z$ . . . . . 55

Figura 1.12–Esquema representativo do espectro de emissão da cavidade em unidades arbitrárias, com relação a intensidade dos processos dissipativos generalizados. . . . . 57

Figura 1.13–Representação esquemática de uma nanocavidade ressonante. Devido a ausência de alguns cilindros de ar na heteroestrutura (região destacada por meio do retângulo em verde pontilhado), uma quebra de simetria local com relação ao índice de refração é verificada, o que proporciona o aprisionamento de determinados comprimentos de onda da luz. . . . . 58



Figura 1.14—*Esquerda* – Representação esquemática do espectro de transmissão do sistema (Emissor+Cavidade) mediante a condição de acoplamento forte gerando o desdobramento dos estados. *Direita* – Representação da Escada de Jaynes-Cummings-(Jaynes-Cummings ladder) a qual descreve energeticamente desdobramento dos estados devido a interação do emissor com a cavidade ressonante, em unidades da constante de acoplamento  $g$ , formando assim os estados de éxciton-poláritons. . . . . 63

Figura 1.15—Comportamento de  $p_{n,n}$  dado pela equação 1.87, para as condições em que  $\delta_x = \delta_c$ , considerando  $\langle n \rangle = 15$ ,  $\langle n \rangle = 30$  e  $\langle n \rangle = 50$ . . . . . 68

Figura 1.16—Comportamento característico de colapso e ressurgimento em condições de perfeita ressonância entre o ponto quântico e a cavidade, ou seja:  $\delta_x = \delta_c$ . . . . . 68

Figura 2.1 – Estudo da inversão de população do sistema em função do tempo  $gt$ , considerando o ponto quântico inicialmente no estado fundamental e a cavidade contendo um número médio de 25 fótons em seu interior. Observa-se que após a interação com um pulso centrado em  $gt = 10$  e com duração de  $0.7gt$  e na condição em que  $\delta_x = -19g$  ocorre a máxima inversão de população média  $\langle Z \rangle = -0.67$ . . . . . 70

Figura 2.2 – Painel Inferior: Média ocupacional dos estados excitônicos,  $\overline{P}_1$ , considerando o sistema previamente preparado no estado  $|\Psi(t)\rangle = |0, \alpha\rangle$ , na presença de um campo de excitação constante  $\Omega = 2g$  em função das dessintonias  $\delta_x$  e  $\delta_c$ . Regiões escuras correspondem a configurações energéticas que propiciam o estado de éxciton no qubit, em contrapartida, regiões claras na figura representam configurações específicas com relação as dessintonias nas quais o qubit encontra-se no estado fundamental, o que pode ser melhor interpretado com auxílio da barra de cores. A Linha tracejada em vermelho ilustra a condição em que  $\delta_c = -20g$  condição esta, detalhada no painel superior da figura. Nota-se por meio da linha tracejada em cinza, que a dessintonia  $\delta_x = -18g$ , representa a melhor condição de inversão de população do sistema (2). . . . . 72

Figura 2.3 – (a) Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  em função da área do pulso gaussiano  $\Theta$  para o caso que  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$ . (b) Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  considerando um pulso de área  $\Theta = 1,07\pi$  para os mesmos parâmetros de dessintonias  $\delta_x$  e  $\delta_c$  apresentados em (a), (2). . . . . 73

Figura 2.4 – Dinâmica do qubit na ausência de pulsos gaussianos. Sistema previamente preparado diante da condição de perfeita ressonância entre os subsistemas:  $\delta_x = \delta_c$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumman como medida de emaranhamento entre os subsistemas. (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a barra de cores temporal (2). 74

Figura 2.5 – Dinâmica do qubit na ausência de pulsos gaussianos. Sistema previamente preparado, considerando  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = 0$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumman como medida de emaranhamento entre os subsistemas. Observa-se que inicialmente o sistema é puro, no entanto, ao longo da dinâmica o emaranhamento entre os subsistema sofre um aumento assintótico, próximo a 0.25. Nota-se um declive no emaranhamento  $gt \approx 65$  vinculado a situação de ressurgimento da inversão de população. (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a a barra de cores temporal. Destaque para o aprisionamento da dinâmica do qubit na região representada no polo superior da esfera de Poincaré (2). 76

Figura 2.6 – Dinâmica do qubit na presença de um pulso gaussiano, centrado em  $gt = 10$ , com duração de  $0.7gt$ . Sistema previamente preparado diante da condição em que  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumman como medida de emaranhamento entre os subsistemas. (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . Observa-se a inversão de população do sistema para regiões próximas a  $-0.75$  após a ação do pulso gaussiano. A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionada a barra de cores temporal. . . . . 77

Figura 2.7 – Dinâmica do qubit na presença de três pulsos gaussianos, centrados respectivamente em  $gt = 10, gt = 25$  e  $gt = 80$  com duração de  $0.7gt$ . Sistema previamente preparado diante da condição em que  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6x$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumman como medida de emaranhamento entre os subsistemas. (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . Nota-se um considerável controle da inversão de população do sistema mediante a ação dos pulsos gaussianos, valores próximos a  $\pm 0.75$  após a ação de cada pulso. A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a barra de cores temporal. . . . . 78

Figura 2.8 – Dinâmica do qubit na presença de três pulsos gaussianos, centrados respectivamente em  $gt = 10, gt = 25$  e  $gt = 80$  com duração de  $0.7gt$  e áreas respectivamente iguais a  $\Theta_1 = 1.07\pi, \Theta_2 = 1.07\pi$  e  $\Theta_3 = 1.07\pi/2$ . Sistema previamente preparado no estado  $|\psi\rangle = |0, 25\rangle$  diante da condição em que  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumman como medida de emaranhamento entre os subsistemas. Destaque para o aumento do emaranhamento do sistema após a interação com o pulso de área  $\Theta_3 = 1.07\pi/2$ . (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . Nota-se um considerável controle da inversão de população do sistema mediante a ação dos pulsos gaussianos, destaque para o controle da inversão de população após a ação do terceiro pulso, levando o sistema para a região equatoriais da esfera de Poincaré. A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a barra de cores temporal. . . . . 79

Figura 2.9 – Dinâmica da Entropia de Von Neumman em função da dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico e a frequência da cavidade,  $\delta_x$ . Considerando que o sistema encontra-se preparado em perfeita ressonância. Observa-se que o emaranhamento entre o ponto quântico e a cavidade apresenta uma ordem de grandeza de  $\delta_x = \pm 10g$ . . . . . 80

Figura 2.10–Dinâmica da Entropia de Von Neumman em função da dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico e a frequência da cavidade,  $\delta_x$ . Considerando que inicialmente o sistema encontra-se configurado em  $\delta_x = -18.5g$  e  $\delta_c = -20.0g$ . Observa-se que na presença de um pulso temporalmente centrado em  $gt = 10$  com duração de  $0.7g$  surge duas regiões simétricas as quais apresentam máximo grau de emaranhamento entre o ponto quântico e cavidade. Nota-se que o gráfico apresentado no painel superior, corresponde a um corte específico em  $\delta_x = -18g$  representado pela linha tracejada em (a) . . . . . 81

Figura 2.11–a) – Dinâmica da Entropia de Von Neumman como medida de emaranhamento, em função da dessintonia  $\delta_c/g$  na presença de um pulso externo aplicado em  $10gt$  com duração de  $0.7g$  e área  $\Theta = 1.07\pi$ . O sistema encontra-se preparado em  $\delta_x/g = -18$  contendo um número médio de 25 fótons no interior da cavidade. Observa-se que nas proximidades energéticas em que  $\delta_c/g = 20$  após a interação com o pulso externo, surge duas regiões que propiciam um máximo emaranhamento entre o ponto quântico e cavidade (o que pode ser compreendido por meio do auxílio da barra de cores, de tal forma que regiões de coloração avermelhada correspondem a situações energéticas de menor emaranhamento, enquanto, regiões de coloração amarelado simbolizam configurações energéticas de maior emaranhamento entre os subsistemas.) separadas energeticamente por  $2\sqrt{n}/g$  correspondendo a  $10/g$  uma vez que a cavidade apresenta 25 fótons em seu interior, conforme apresentado em destaque no *inset* da figura. . . . . 83

Figura 2.12–*Inferior* – Dinâmica do Emaranhamento do sistema por meio da Entropia de Von Neumman em função da área do pulso -  $\Theta (\pi)$ . Observa-se certa periodicidade com relação ao aumento progressivo da área do pulso associado ao emaranhamento. Nota-se que pulsos com áreas próximas de  $0.5\pi$ ,  $1.5\pi$  e  $2.5\pi$  favorecem o emaranhamento do sistema. *Superior* – Evolução temporal dos estados do sistema na representação da esfera de Bloch, verifica-se que os pulsos com áreas de  $0.5\pi$ ,  $1.5\pi$  e  $2.5\pi$  realizam a evolução dos estados para regiões próximas ao equador da esfera, correspondendo a configurações de maior emaranhamento do sistema. . . . . 84

- Figura 2.13–Representação simbólica do sistema de um ponto quântico inserido em nanocavidade de cristal fotônico, apresentando um bombeio contínuo na cavidade e um laser pulsado atuando exclusivamente no ponto quântico. . . . . 86
- Figura 2.14–Comportamento do controle da Inversão de População para qubit, diante ação de processos dissipativos no sistema, considerando  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$ . Em  $(a_1)$  observa-se a sequência de pulsos utilizados na simulação. Em  $(a_2)$  o comportamento e controle da inversão de população do sistema na ausência de processos dissipativos. Ênfase para continuidade do número médio de fótons, conforme representado por meio da curva pontilhada em vermelho, relacionada com o eixo das ordenadas direito da figura. Em  $(a_3)$  e  $(a_4)$ , observa-se o comportamento do controle da inversão de população considerando  $\Gamma_c = 0.05g$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.01g$  e  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.01g$ , respectivamente. Destaque para última configuração, em que observa-se que a taxa de dissipação de fótons afeta de forma significativa no controle e no comportamento de colapso e ressurgimento, (2). . . . . 90
- Figura 2.15–Evolução temporal do número médio de fótons no interior da cavidade considerando  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.01g$ . (a) número médio de fótons no interior da cavidade diante da situação em que a taxa de dissipação  $\Gamma_c$  corresponde a  $0.05g$  e a intensidade do laser na cavidade  $J = 0.27g$ . Diante da condição estacionária,  $gt = 250$ , o número médio de fótons no interior da cavidade, corresponde a  $\langle n \rangle \approx 28$ . (b) Evolução temporal do número médio de fótons considerando  $\Gamma_c = 0.5g$  e  $J = 1.28g$ , diante da condição estacionária, o número médio de fótons no estado coerente, corresponde a  $\langle n \rangle \approx 25$ . Observa-se que a configuração energética considerada apresenta satisfatória estabilidade com relação ao número de fótons, mantendo o estado coerente de fótons no interior da cavidade de forma mais concisa, (2). . . . . 91

Figura 2.16–Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Sistema previamente preparado, considerando:  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.05g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.1g$ ,  $\Gamma_x = 0.1g$  e  $J = 0.27g$ . (a) Ilustra a sequência de pulsos aplicados no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas, destaque para o aumento progressivo do emaranhamento devido a ação dos pulsos. Ênfase para o aumento gradativo do número de fótons devido ao bombeio exclusivo na cavidade, evidenciando que a taxa de criação de fótons no interior da cavidade é superior ao  $\Gamma_c$ . A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a barra de cores temporal. . . . . 92

Figura 2.17–Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$  e  $J = 1.28g$ . (a) Ilustra a sequência de pulsos aplicados no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas. Destaque para o forte emaranhamento entre os subsistemas, que incia-se em valores superiores a 0.5 conforme apresentado na imagem superior considerando a proximidade da evolução temporal do qubit da região central da esfera, (2). . . . . 93

- Figura 2.18–Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0$ ,  $\Gamma_x = 0$  e  $J = 1.28g$ . (a) Ilustra a sequência de pulsos aplicados no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas, destaque para o aumento progressivo do emaranhamento devido a ação dos pulsos. A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a a barra de cores temporal. Atenta-se ao fato de que devido a ausência considerável de  $\Gamma_x$  e  $\gamma_x^\phi$  a amplitude da inversão de população é intensificada, (2). . . . . 94
- Figura 3.1 – Representação esquemática da superposição – *overlap* existente entre o espectro de emissão do doador e espectro de absorção do receptor. Destaque para a sobreposição dos espectros, representada pela região em cinza na figura. . . . . 96
- Figura 3.2 – Representação esquemática do processo de transferência de energia do tipo FRET entre dois pontos quânticos. A princípio o ponto quântico intitulado como *Doador* encontra-se no estado excitado –  $|e\rangle$ , enquanto o *Aceitador* apresenta-se no estado fundamental –  $|g\rangle$ . Diante do processo de transferência de energia não radioativa, o ponto quântico *Doador* cede energia para o *Aceitador*, de tal forma, que ao final do processo este encontra-se no estado excitado –  $|e\rangle$  ao passo que aquele verifica-se no estado fundamental –  $|g\rangle$ . . . . . 96




Figura 3.3 – Representação esquemática do sistema de dois pontos quânticos inseridos em uma nanocavidade ressonante, contendo as transições e interações entre os estados. O estado, fundamental e excitado do ponto quântico são respectivamente representados pelas esferas azuis e vermelhas. O número de fótons no interior da cavidade é representado pelo símbolo . Os pulsos aplicados nos pontos quânticos 1 e 2, estão representados na figura por  $\Omega_1$  e  $\Omega_2$ , respectivamente, enquanto o laser contínuo atuante exclusivamente na cavidade é representado por  $J$ . Os termos  $\hbar g_1$  e  $\hbar g_2$ , representam, na devida ordem, as interações dos pontos quânticos com a cavidade ressonante. Por fim  $V_f$ , simboliza a interação do tipo *Förster* existente entre os pontos. . . . . 98

Figura 3.4 – Representação simbólica do sistema de dois pontos quânticos inseridos em uma nanocavidade ressonante contendo as interações e processos dissipativos considerados.  $\Gamma_{x_1}$  e  $\Gamma_{x_2}$  correspondem a taxa de decaimento espontâneo referentes aos dois pontos quânticos.  $\Gamma_c$  representa a taxa de emissão de fótons do interior da cavidade,  $\gamma_{x_1}^\phi$  e  $\gamma_{x_2}^\phi$  correspondem ao “*Dephasing puro*” dos pontos quânticos. . . . . 99

Figura 3.5 – Média ocupacional dos estados excitônicos do sistema, mediante à ação de um campo de excitação constante atuante somente no ponto 1, em função das dessintonias  $\delta_{x_1}/g$ ,  $\delta_{x_2}/g$  e  $\delta_c/g$ , considerando o sistema previamente preparado no estado  $|\Psi(t)\rangle = |0, 0, \alpha\rangle$ . Regiões escuras correspondem a configurações energéticas que propiciam o estado de éxciton no respectivo qubit, em contrapartida, regiões claras representam configurações específicas com relação as dessintonias, nas quais o qubit encontra-se no estado fundamental, o que pode ser melhor interpretado com auxílio da barra de cores. Painel superior apresenta o corte realizado diante da condição em que  $\delta_c = -20$ , pela qual é possível de verificar as condições que propiciam uma a melhor inversão de população para cada qubit. . . . . 102



- Figura 3.6 – Média ocupacional dos estados excitônicos do sistema, mediante à ação de um campo de excitação constante atuante somente no ponto 2, em função das dessintonias  $\delta_{x1}/g$ ,  $\delta_{x2}/g$  e  $\delta_c/g$ , considerando o sistema previamente preparado no estado  $|\Psi(t)\rangle = |0, 0, \alpha\rangle$ . Regiões escuras correspondem a configurações energéticas que propiciam o estado de éxciton no respectivo qubit, em contrapartida, regiões claras representam configurações específicas com relação as dessintonias, nas quais o qubit encontra-se no estado fundamental, o que pode ser melhor interpretado com auxílio da barra de cores. Painel superior apresenta o corte realizado diante da condição em que  $\delta_c = -20$ , pela qual é possível de verificar as condições que propiciam uma a melhor inversão de população para cada qubit. . . . . 103
- Figura 3.7 – Evolução temporal do número médio de fótons no interior da cavidade considerando  $\delta_{x1} = -18g$ ,  $\delta_{x2} = -16g$ ,  $\delta_c = -20g$ ,  $\delta_J = 0$ ,  $\gamma_1 = 0.01g$ ,  $\gamma_2 = 0.01g$ ,  $\phi_1 = 0.01g$ ,  $\phi_2 = 0.01g$  e  $\gamma_c = 0.5g$ . Observa-se que por intermédio de um laser de amplitude igual  $J = 1.4g$  os processos de perda de fótons no interior da cavidade são sanados. Neste sentido, diante da condição estacionária,  $gt = 250$ , o número médio de fótons no interior da cavidade, corresponde a  $\langle n \rangle \approx 28$ . . . . . 104
- Figura 3.8 – Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  em função da área do pulso gaussiano  $\Theta$  para os qubits 1 e 2. . . . . 104
- Figura 3.9 – Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  dos qubit 1 e 2, em função de  $\delta_c$ . Observa-se que as dessintonias  $\delta_c = 20.6/g$  e  $\delta_c = 18.6/g$  representam a configuração que propicia a melhor inversão de população para os qubits 1 e 2 respectivamente, considerando um pulso com área igual  $1.07\pi$ . . . . . 105

Figura 3.10–Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_{x1} = -18g$ ,  $\delta_{x2} = -16g$ ,  $\delta_{c1} = -20.6g$ ,  $\delta_{c2} = -18.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$ ,  $J = 1.4g$  e  $V_f = 0.5g$ . (a) Ilustra a sequência de pulsos aplicados no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas. Observa-se que por intermédio de um bombeio externo no qubit 1, considerando a configuração energética descrita, a transferência de energia por acoplamento Föster proporciona uma inversão de população do qubit 2 para região de máximo emaranhamento entre os subsistemas, conforme destacado por meio da curva de coloração atenuada em (b). . . . . 106

Figura 3.11–Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_{x1} = -18g$ ,  $\delta_{x2} = -16g$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$ ,  $J = 1.4g$  e  $V_f = 1.0g$ . (a) Ilustra o pulso gaussiano aplicado no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas. Observa-se que em virtude do acoplamento não radiativo ser da ordem de  $g$  há uma alternância na inversão de população dos qubits simultaneamente com a omissão do comportamento de colapso e ressurgimento, característica advinda do acoplamento entre o ponto quântico e a cavidade. . . . . 107

Figura 3.12–Cálculo da Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  em função de  $\delta_{x2}$ . O sistema apresenta a seguinte configuração  $\delta_{x1} = -18g$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$ ,  $J = 1.4g$  e  $V_f = 0.2g$ . Bombeando apenas o ponto quântico 1, observa-se que diante da condição em que a energia excitônica do ponto quântico 2 encontra-se em ressonância com o ponto quântico 1, estabelece a melhor condição de “comunicação” entre os pontos,  $\delta_{x2} = -18g$ . . . . . 108

Figura 3.13—Cálculo da inversão de população média  $\langle Z \rangle$  para os dois pontos quânticos considerados. O sistema inicialmente apresenta-se diante da seguinte configuração:  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$  e  $J = 1.4g$ . Observa-se que mediante a ação do pulso sobre o ponto quântico 1, a condição de ressonância entre os pontos, corresponde a configuração que estabelece a inversão de população média  $\langle Z \rangle$  dos dois pontos para região equatorial  $\langle Z \rangle = 0$ , para valores mais baixos de  $V_f$ . A figura a esquerda, corresponde a configuração energética dos pontos quânticos presentes na cavidade, em que  $\hbar\tilde{\delta}_x$  representa a diferença energética entre eles. 109

Figura 3.14—Dinâmica do qubit diante à ação do pulso gaussiano. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_{x1} = \delta_{x2}$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$ ,  $J = 1.4g$  e  $V_f = 0.25g$ . (a) Ilustra o pulso gaussiano aplicado no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas. Observa-se que em virtude do acoplamento não radiativo ser da ordem de  $g$  há uma alternância na inversão de população dos qubits simultaneamente com a omissão do comportamento de colapso e ressurgimento, característica advinda do acoplamento entre o ponto quântico e a cavidade. . . . . 110

# Lista de abreviaturas e siglas

<i>PQ</i>	Ponto Quântico.
<i>CQED</i>	Cavity Quatum Eletrodynamics.
<i>PBG</i>	Photonic Band Gap.
<i>OLED</i>	Organic Light-Emitting Device.
<i>RWA</i>	Rotation Wave Aproximation.
<i>FRET</i>	Förster Resonance Energy Transfer.
<i>GaAs</i>	Arseneto de Gálio.
<i>InAs</i>	Arseneto de Índio.
<i>InGaAs</i>	Arseneto de Gálio Índio.
<i>SCR</i>	Strong Coupling Regime.
<i>DBR</i>	Distributed Bragg Reflector.
<i>DSC</i>	Deep Strong Coupling Regime.
<i>SK</i>	Stranski-Krastanov.

# Lista de símbolos

$g$	Constante de acoplamento átomo-cavidade.
$\hbar$	Constante de Planck.
$\omega_x$	Frequência excitônica do ponto quântico.
$\omega_c$	Frequência de um modo do campo elétrico no interior da cavidade.
$\omega_b$	Frequência do laser de bombeio.
$\omega_p$	Frequência do laser de atuante no ponto quântico.
$\omega_j$	Frequência do laser de atuante na cavidade.
<b>E</b>	Campo elétrico.
<b>B</b>	Campo magnético.
$\epsilon$	Constante dielétrica.
$\mu$	Permeabilidade elétrica.
$c$	Velocidade da luz no vácuo.
<b>K</b>	Vetor de onda.
$V_c$	Volume da cavidade.
$a$	Operador aniquilação.
$a^\dagger$	Operador criação.
$q$	Posição generalizada.
$p$	Momento generalizado.
$H_{cav}$	Hamiltoniano da cavidade.
$H_{pq}$	Hamiltoniano do ponto quântico.
$H_{int}$	Hamiltoniano de interação ponto quântico-cavidade.

---

$H_{px}$	Hamiltoniano de bombeio no ponto quântico.
$H_{pc}$	Hamiltoniano de bombeio na cavidade.
$\tilde{H}_{int}$	Hamiltoniano de interação efetivo ponto quântico-cavidade.
$H_0$	Hamiltoniano livre de interação.
$\mathbf{d}$	Momento de dipolo elétrico.
$e$	Carga elétrica elementar.
$P_{i,j}$	Matriz de transição de dipolo elétrico.
$ \psi\rangle$	Função de onda.
$\Omega_n$	Frequência de Rabi.
$p_{n,n}(0)$	Distribuição de Poisson, para o número de fótons no interior da cavidade, considerando o campo elétrico em um estado coerente.
$\delta$	Dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico e a frequência de ressonância da cavidade.
$\delta_x$	Dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico e a frequência de bombeio externo ( $\omega_x - \omega_b$ ).
$\delta_c$	Dessintonia entre a frequência de ressonância da cavidade e a frequência de bombeio externo ( $\omega_c - \omega_b$ ).
$\mathcal{U}$	Transformação unitária.
$P_{i,n}$	Probabilidade de ocupação do estado $ i, n\rangle$ , em que $i$ corresponde a estados do PQ e $n$ ao número de fótons no interior da cavidade.
$\bar{P}_i$	Ocupação média do estado $i$ .
$\hbar\omega_x$	Energia de excitação do PQ.
$\hbar\omega_c$	Energia de ressonância da cavidade.
$\hbar\omega_b$	Energia do laser.
$\hbar g$	Energia de acoplamento átomo-cavidade

---

$\hbar\Omega$	Intensidade do laser.
$n$	Número médio de fótons no interior da cavidade.
$\rho(t)$	Operador matriz densidade.
$\rho_{n,n'}$	Elementos de Matriz do Operador Densidade.
$\langle A \rangle$	Valor esperado.
$\rho_{red}$	Operador matriz densidade reduzido.
$S$	Entropia de von Neumann.
$S_L$	Entropia Linear.
$\theta$	Ângulo zenital.
$\varphi$	Ângulo azimutal/Fase relativa.
$I$	Matriz identidade.
$Q$	Fator de qualidade.
$\Gamma$	Taxa de decoerência generalizada.
$\Gamma_x$	Taxa de decaimento espontâneo do ponto quântico.
$\Gamma_c$	Taxa de dissipação de fótons da cavidade.
$\gamma_x^\phi$	Perda de fase do ponto quântico – <i>Dephasing</i> .
$\delta$	dessintonia ponto quântico-cavidade ( $\delta_x - \delta_c$ ).
$\omega$	Frequência do estado de poláritons.
$Z$	Inversão de população.
$\langle Z \rangle$	Inversão de população média.
$ \alpha\rangle$	Estado coerente de fótons.
$\langle n \rangle$	Número médio de fótons.
$\bar{P}_{i,n}$	Média ocupacional.
$\Theta$	Área do pulso.

$t_p$	Duração do pulso.
$t_c$	Instante de ação do pulso.
$V_f$	Constante de acoplamento Föster.



## Nota

\* Em virtude do tempo de processamento juntamente com a quantidade de pacotes e gráficos executados nesta tese, tomou-se a liberdade de utilizar-se o ponto (.) como unidade de separação decimal. Desta forma, todos os gráficos apresentados nesta tese seguirão esta convenção

\* Para melhor visualização da escala de cores dos resultados gráficos sugerimos a leitura da versão digital.

# Sumário

	<b>Introdução</b> . . . . .	<b>31</b>
<b>1</b>	<b>FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b> . . . . .	<b>36</b>
<b>1.1</b>	<b>Matriz Densidade</b> . . . . .	<b>36</b>
<b>1.2</b>	<b>Pontos Quânticos</b> . . . . .	<b>45</b>
<b>1.3</b>	<b>Cristais Fotônicos</b> . . . . .	<b>49</b>
1.3.1	Modo normal em uma cavidade ressonante . . . . .	55
1.3.2	Quantização do campo eletromagnético . . . . .	57
<b>1.4</b>	<b>Pontos quânticos em cavidades de cristais fotônicos</b> . . . . .	<b>59</b>
<b>1.5</b>	<b>Colapso e Ressurgimento</b> . . . . .	<b>66</b>
<b>2</b>	<b>PONTO QUÂNTICO EM CAVIDADE RESSONANTE.</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>2.1</b>	<b>Na ausência de processos decoerentes</b> . . . . .	<b>69</b>
<b>2.2</b>	<b>Diante de processos decoerentes</b> . . . . .	<b>85</b>
<b>3</b>	<b>SISTEMA DE DOIS PONTOS QUÂNTICOS ACOPLADOS EM CAVIDADE RESSONANTE.</b> . . . . .	<b>95</b>
<b>3.1</b>	<b>Dinâmica do Sistema</b> . . . . .	<b>100</b>
	<b>Conclusões</b> . . . . .	<b>111</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	<b>113</b>

# Introdução

O aumento do poder de processamento dos computadores sustenta-se basicamente do empenho em minimizar as dimensões de seus componentes básicos tais como o transistor. Pois ao aumentar o número de dispositivos em uma mesma área, aperfeiçoa-se o poder de processamento desses computadores. No entanto, ao tornar estes dispositivos cada vez menores (da ordem de  $\mu m$ ), efeitos quânticos tais como o tunelamento podem se manifestar, e elétrons em condições específicas podem transitar de uma estrutura para outra, modificando assim as características básicas do dispositivo, bem como a transmissão da informação. Nesta perspectiva, a busca de dispositivos com maior capacidade de processamento se faz necessária, de tal maneira que efeitos quânticos, como o tunelamento, decoerência entre outros, sejam considerados. Sabe-se que a unidade básica de informação clássica, o *bit*, foi definida com unidades lógicas de “0” ou “1”, e que cada um equivale a uma dentre duas possibilidades em um sistema biestável, como presença de carga e ausência de carga. Assim, todo o processamento de informação é realizado por meio de sequências específicas de “zeros” e “uns”. Diante desta realidade, a mecânica quântica apresenta uma modo distinto em realizar o processamento da informação. Ao invés de utilizar o bit, a mecânica quântica apresenta estados quânticos formados por sistemas de dois níveis definidos como *bit quântico*, em inglês *quantum-bit (qubit)*. Nesta abordagem, o sistema não delimita-se apenas a duas unidades lógicas, mas a qualquer superposição dos dois estados. Sistemas físicos de qubits correspondem aqueles que apresentam dois autoestados bem definidos, tais como sistemas fotônicos e suas polarizações, estados de spin  $1/2$  imersos em campo magnéticos, considerando as condições de spin *up* ou *down*, entre outras. Desta forma, avanços tecnológicos em teoria da computação, aliado a melhoria de heteroestruturas, tem possibilitado realizar e verificar sistemas físicos específicos que possam implementar este processamento quântico da informação. Nesta área, dispositivos semicondutores tem atraído atenção por parte da comunidade científica devido as diversas possibilidades de aplicações (3). De forma específica, pontos quânticos apresentam contribuições relevantes devido ao fato de apresentarem espectro de energia discreto em virtude do confinamento de cargas tridimensional. A primazia de sistemas de pontos quânticos perante os sistemas atômicos advém de sua versabilidade quanto ao manuseio experimental, adjunto à sua vantagem com relação a customização de dispositivos com diferentes *gaps* de energia, relativos as bandas de valência e condução. Esta característica, facilita o desenvolvimento de dispositivos que proporcio-

nam um melhor acoplamento entre a luz e a nanoestrutura semicondutora por meio da customização específica do gap desejado.

Em meio ao desenvolvimento de uma forma de conduzir ondas eletromagnéticas com frequências específicas, no início da década de 60 surgiram os cristais fotônicos. Heteroestruturas semicondutoras formadas a partir de materiais com modulações periódicas distintas de índices de refração cujo parâmetro de rede corresponde a ordem do comprimento de onda da radiação confinada, atributos estes que lhe permite confinar em seu interior apenas ondas eletromagnéticas com frequências específicas (modos vibracionais) (4). Estes cristais, que são estruturados artificialmente, muitas das vezes por meio de litografia holográfica e deposição química a vapor (5, 6, 4), tem a capacidade de intervir sobre os fótons de forma semelhante aos que semicondutores atuam sobre os elétrons em dispositivos eletrônicos. Uma vez que são cristais sinteticamente criados, podem ter sua estrutura construída e alterada de tal maneira a fazer com que os modos vibracionais, ao se propagarem pelo dispositivo, sofram desvios propositais (7), vantagem esta perante cristais naturais, compostos por átomos autenticamente arranjados pela natureza. De forma semelhante aos semicondutores que apresentam bandas proibidas de energia; em cristais fotônicos determinados comprimentos de onda não podem se propagar. Isso se deve a periodicidade produzida pela alternância entre materiais com índice de refração distintos. Como resultado desta periodicidade, a transmissão da luz pode ser completamente nula em determinados intervalos de frequências o que é conhecido como *Photonic Band Gap* (PBG). Por meio da introdução de defeitos nessas estruturas periódicas, seja de forma pontual ou linear, a periodicidade da estrutura é quebrada, o que permite o controle, manipulação e confinamento da luz exatamente na região de gap fotônico (8, 9). Característica esta que proporcionou o desenvolvimento de dispositivos óticos baseados em cristais fotônicos. Desta forma, algumas aplicações envolvendo camadas de cristais fotônicos tem sido proposta, como por exemplo guias de onda que apresentam perdas baixíssimas quando comparadas às fibras óticas tradicionais, uma vez que guias de ondas são fabricados por meio de cristais fotônicos é possível guiar luz, possibilitando desvios relativos de até  $90^\circ$  (7, 10), em contraposição às fibras óticas, que sofrem perda sempre que o ângulo de incidência é maior que o seu ângulo limite.

É possível criar regiões propositais em cristais fotônicos em que ondas eletromagnéticas com singular comprimento de onda fiquem sujeitas ao confinamento espacial. Este confinamento é causado por meio da inserção de uma quebra da periodicidade local dos índices de refração do cristal fotônico, seja pelo acréscimo de uma determinada camada ou exatamente pela ausência da mesma. Portanto, esta *nanocavidade* criada cor-

responde a uma região propícia para o estudo da interação radiação-matéria, haja visto que a luz permanece confinada por algum tempo. Assim, nanocavidades que apresentam um maior tempo de confinamento da luz, são consideradas com maior fator de qualidade (medida de quão eficiente é o confinamento desta nanocavidade). Desta forma, nanocavidades com alto fator de qualidade são consideradas estruturas que possibilitam uma maior interação radiação-matéria haja visto o maior tempo de confinamento. No entanto este fator de qualidade das nanocavidades está extremamente relacionado com os materiais utilizados em sua confecção e sua forma (11, 12, 13, 14). De maneira íntegra, no contexto da ótica quântica, nanocavidades correspondem a ressonadores,<sup>2</sup> semelhantes aos ressonadores acústicos amplamente conhecidos, que confinam ondas eletromagnéticas ao invés de ondas mecânicas. Deste modo, nanocavidades do tipo  $L3$ ,  $L7$  e  $L9$ , assim conhecidas por apresentarem a ausência periódica de 3, 7 e 9 padrões, tem se destacado com relação ao estudo da interação radiação-matéria, haja visto a possibilidade da inserção de pontos quânticos (dispositivos semicondutores que apresentam a propriedade de confinar portadores de carga) nestas regiões onde ocorre uma quebra de simetria local e portanto, no intervalo de tempo em que ocorre o confinamento da luz é possível estudar a interação da radiação-matéria.

O confinamento de cargas elétricas em heteroestruturas semicondutoras foi primeiramente demonstrado em poços quânticos (“quantum wells”) de GaAs-AlGaAs em 1974 por (15, 16), onde as cargas estavam sujeitas a um confinamento espacial unidimensional. Em 1976, com o intuito de aprimorar este confinamento dos portadores de cargas, restringindo seus movimentos em mais uma dimensão, por meio de estruturas de 80-Å a 100-Å (17, 18), foi possível criar dispositivos atualmente conhecidos como fios quânticos (“quantum wires”) (19), e desde então foi possível realizar diversos estudos relacionados a localização e condução eletrônica, efeitos dissipativos entre outros (20, 21, 22, 23).

A partir de 1986, o confinamento tridimensional dos portadores de cargas em nanoestruturas foi alcançado, por meio da observação de estados eletrônicos discretos em heteroestruturas semicondutoras; desde então conhecidas como pontos quânticos (“quantum dots”)(24, 25). Pontos quânticos têm apresentado papel fundamental no desenvolvimento do conhecimento entre a interação radiação-matéria, uma vez que os portadores de cargas presentes nestas heteroestruturas apresentam estados eletrônicos totalmente discretizados espacialmente. Portanto, por meio do conhecimento prévio destes estados é possível realizar o estudo da interação radiação-matéria.

---

<sup>2</sup> Ressonadores correspondem a dispositivos que oscilam naturalmente na presença de frequências específicas, conhecidas como modos vibracionais ou frequências ressonantes.

Pontos quânticos são usualmente reportados como átomos artificiais, uma vez que apresentam estados de energia discretizados, de forma similar aos estados atômicos. Sendo assim, é possível manipular estes estados quânticos de maneira semelhante aos sistemas atômicos. No entanto, uma das vantagens dos sistemas de pontos quânticos está na possibilidade de customização da heteroestruturas, de tal forma a apresentarem *gaps* de energia específicos, com o propósito de favorecer o acoplamento com a radiação confinada em uma nanoestrutura.

Outro aspecto relevante em sistemas de pontos quânticos está na capacidade de manipulação de sua estrutura eletrônica por meio de campos elétricos externos <sup>3</sup> (26, 27, 28, 29, 30, 31, 32), efeito este mais aplicado à sistemas de pontos quânticos devido a sua capacidade de customização. Sistemas de estado sólido tem chamado atenção da comunidade científica, uma vez que por meio de heteroestruturas de cristais fotônicos é possível confinar radiações com frequências específicas que promovem a transição eletrônica do ponto quântico integrado. Devido a potencialidade gerada deste confinamento, diversos estudos tem-se desenvolvido utilizando sistemas de pontos quânticos em nanocavidades ressonantes, estudando a emissão de luz devido ao acoplamento forte entre pontos quânticos e cavidades de cristais fotônicos (1, 33, 34), processos de dois fótons guiados pela ação de pulsos externos (35, 36). Quem primeiro descreveu a interação radiação-matéria por meio de um sistema de dois níveis foi Jaynes e Cummings em 1963 (37). A óptica quântica presente nestes sistemas estuda a interação existente entre a radiação emitida e o modo da nanocavidade, o que atualmente recebe o nome de Eletrodinâmica Quântica de Cavidades (*Cavity Quantum Electro-Dynamics-CQED*). De forma geral um sistema CQED pode ser categorizado em dois regimes distintos: acoplamento fraco ou acoplamento forte. Sistemas de pontos quânticos inseridos em nanocavidades ressonantes no regime de acoplamento fraco, apresentam taxa de dissipação elevada. Por meio deste regime de acoplamento tem se iniciado e desenvolvido estudos em dispositivos orgânicos emissores de luz (*Organic Light-Emitting Device-OLED*)(38), fótons emaranhados (39, 40) entre outros.

Por outro lado, o regime de acoplamento forte (*Strong Coupling Regime-SCR*) é obtido em situações em que o acoplamento entre a nanocavidade e o emissor excedem as taxas de decaimento existentes. Diante desta condição, os estados de energia da nanocavidade e do emissor não são mais degenerados e apresentam um novo estado. Este novo estado é conhecido como estado de éxciton-polaritons, o qual corresponde a

<sup>3</sup> Efeito Stark descreve o deslocamento dos níveis discretos de energia do ponto quântico (absorção e emissão) devido a ação do campo elétrico uniforme externo.

uma superposição dos estados da nanocavidade com os estados do emissor. O regime de acoplamento forte, oferece a condição necessária para o processamento de informação quântica em dispositivos semicondutores, uma vez que a informação permanece retida na heteroestrutura por tempo suficiente para a realização de medidas. No entanto, foi o desenvolvimento de nanocavidades com alto fator de qualidade que impulsionou o estudo prático da interação radiação-matéria no regime de acoplamento forte, utilizando diferentes formas de confinar a radiação: cavidades micro-pilares(41), cavidades de cristais fotônicos(11), cavidades em formato de disco(42).

Diante do exposto, esta Tese está estruturada da seguinte forma. No capítulo 1, apresentamos na *Fundamentação Teórica*, o alicerce físico e matemático adequado para melhor compreensão do trabalho. De forma sintetizada, apresentamos as etapas para a formação de pontos quânticos auto-organizados (*Stranski-Krastanow*), bem como suas propriedades. Nesse capítulo, discutimos as propriedades dos cristais fotônicos e seu aproveitamento como cavidades ressonantes. Apresentamos o modelo de Jaynes-Cummings acrescido dos termos de bombeio e descrevemos de forma sucinta o comportamento de Colapso e Ressurgimento. No capítulo 2, *Ponto quântico em cavidade ressonante*, expomos o estudo necessário para deter a configuração energética que propicia o melhor controle do sistema. Analisamos o comportamento da inversão de população utilizando um laser gaussiano de curta duração. Estudamos o emaranhamento entre os subsistemas por meio da entropia de Von Neumann. De forma a tornar o sistema mais realístico, acrescentamos também ao estudo, processos dissipativos. No capítulo 3, *Sistema de dois pontos quânticos acoplados em cavidade ressonante* aprofundamos a busca por configurações energéticas que possibilitam um melhor controle, com o objetivo de analisar a possibilidade de realizar transferência de informação entre dois pontos quânticos, considerando o sistema de dois pontos quânticos interagindo por meio do acoplamento Förster, imerso à processos decoerentes.



# 1 Fundamentação Teórica

## 1.1 Matriz Densidade

Seja um sistema quântico composto por  $N$  subsistemas, de modo que possam ser representados por meio de  $i$ -ésimas kets  $|\psi_i\rangle$ , os quais apresentam a informação completa sobre o sistema físico de interesse. Para compreensão realística do comportamento de tal sistema físico, é necessário discernir sobre a influência do ambiente que o cerca. Sistemas quânticos abertos correspondem a sistemas em que a interação com o ambiente é considerada, seja por meio de processos de perdas de energia, informação ou fase. Em contrapartida, sistemas quânticos fechados, correspondem à situações em que as interações com o ambiente são ignoradas, sendo então descritos por meio de estados puros, representados por intermédio da combinação linear dos estados da base  $|n\rangle$ , os quais formam uma base completa e ortonormal do espaço de Hilbert, sendo a função de onda do sistemas descrita por:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t)|n\rangle, \quad (1.1)$$

em que os coeficientes  $c_n(t)$  satisfazem a relação  $\sum_n |c_n(t)|^2 = 1$ . O termo  $|c_n(t)|^2$  corresponde a amplitude de probabilidade de determinado sistema. Por intermédio da Eq: 1.1 o operador densidade pode ser escrito da seguinte forma:

$$\hat{\rho}(t) = \sum_n \sum_{n'} c_n(t)c_{n'}^*(t)|n\rangle\langle n'| = \sum_{nn'} \rho_{nn'}|n\rangle\langle n'|. \quad (1.2)$$

Em que  $\rho_{nn'} = \langle n|\rho|n'\rangle$  corresponde aos elementos de matriz do operador densidade, os quais assumem importante significado na compreensão de uma medida realizada a determinado sistema físico. Os elementos da diagonal da matriz densidade  $\rho_{nn}$  são comumente intitulados de *populações*, uma vez que retratam a probabilidade de após realizar

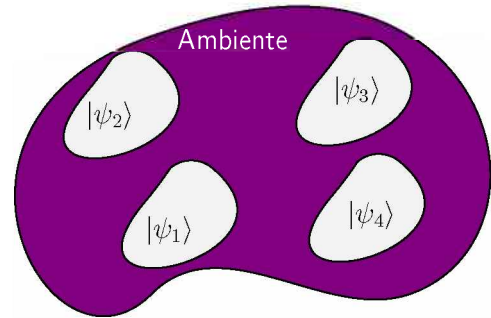


Figura 1.1: Representação esquemática de um sistema físico quântico misto hipotético (ambiente), em que as indicações 1, 2, 3 e 4 simbolizam quatro subsistemas físicos puros que podem interagir com o ambiente.



determinada medida no sistema, encontrá-lo no instante de tempo  $t$ , no estado  $|n\rangle$ . De forma não menos expressiva, os elementos de matriz não-diagonais apresentam fundamental relevância dentro do contexto da informação quântica, uma vez que informam a relação de fase entre dois possível estados  $|n\rangle$  e  $|n'\rangle$ . O que pode ser melhor observado representando os coeficientes  $c_n$  e  $c_{n'}$  na forma polar:

$$c_n(t) = r_n e^{i\phi_n} e^{i\omega t}, \quad (1.3)$$

$$c_{n'}(t) = r_{n'} e^{i\phi_{n'}} e^{i\omega t}. \quad (1.4)$$

Nesta perspectiva, em determinado instante de tempo o elemento de matriz  $\rho_{nn'}$  pode ser descrito da seguinte forma:

$$\rho_{nn'} = r_n r_{n'} e^{i(\phi_n - \phi_{n'})}. \quad (1.5)$$

Sendo assim, por meio da equação 1.5 é possível verificar de forma direta a relação de fase existente entre estados não diagonais na matriz densidade. Dentro do contexto da ótica quântica, a fase relativa entre os estados apresenta real importância, uma vez que está relacionada com a perda de coerência, o que têm se tornado um grande obstáculo no contexto de informação quântica, e até mesmo com processos de emaranhamento de estados. Isolar um estado quântico do ambiente que o circunda representa uma tarefa árdua, sistemas físicos nos quais não é possível descrevê-los de forma isolada do ambiente ou reservatório são considerados sistemas emaranhados.

Diante de um determinado observável, representado pelo operador  $\hat{\mathcal{A}}$ , define-se o valor esperado deste operador da seguinte forma:

$$\langle \hat{\mathcal{A}} \rangle \equiv Tr [\hat{\rho}(t) \hat{\mathcal{A}}]. \quad (1.6)$$

A partir da Equação de Schrödinger, com relação ao vetor de estado  $|\psi(t)\rangle$ , é possível derivar a equação de movimento para o operador matriz densidade de um determinado sistema físico <sup>1</sup>

$$\frac{d\hat{\rho}(t)}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H(t), \hat{\rho}(t)]. \quad (1.7)$$

Nota-se que na equação 1.7, processos dissipativos não foram considerados, de forma que a evolução do operador densidade pode ser reescrita considerando os termos não coerentes. Diante de algumas situações torna-se interessante analisar o comportamento individual de cada subsistema presente. Assim, o traço parcial do operador matriz

<sup>1</sup> Retratada como equação de Liouville-von Neumann (43)

densidade do sistema completo, com relação ao subsistema que se deseja analisar, representa um mecanismo de análise individual do subsistema em questão. Considerando um sistema bipartite em um estado puro  $|\Phi\rangle$ , composto pelos subsistemas A e B, conforme mencionado, é possível reduzir a análise às propriedades de um dos subsistemas, realizando o traço parcial do operador densidade. A título de verificar o comportamento do subsistema A, realiza-se o traço parcial do operador matriz densidade sobre os estados do subsistema B, o que corresponde;

$$\hat{\rho}_{red}^A = Tr_B[\hat{\rho}]. \quad (1.8)$$

Em que foi utilizado a notação  $\hat{\rho}_{red}^A$  correspondente ao operador densidade com relação ao subsistema A. Em determinadas situações, subsistemas físicos encontram-se emaranhados, o que significa que os mesmos não podem ser descritos de forma independente, assim, o emaranhamento corresponde a uma forma de correlação entre os subsistemas.<sup>2</sup> Diante de um sistema bipartite, considera-se um estado emaranhado, quando o vetor de estado  $|\psi^{AB}\rangle$  não pode ser representado como o produto tensorial dos estados individuais  $|\psi^A\rangle$  e  $|\psi^B\rangle$ , ou seja  $|\psi^{AB}\rangle = |\psi^A\rangle \otimes |\psi^B\rangle$ . A título de exemplificar, a equação 1.9 representa um estado emaranhado, visto que não é possível descrevê-la como o produto tensorial dos estados individuais dos subsistemas A e B, em questão.

$$|\psi\rangle = \frac{|1^A, 2^B\rangle + |2^B, 1^A\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (1.9)$$

Em contra partida, a equação 1.10 simboliza um estado separável ou não emaranhado,

$$|\psi\rangle = \frac{|1^A, 2^B\rangle + |1^A, 3^B\rangle}{\sqrt{2}}, \quad (1.10)$$

haja visto que pode ser reescrita da seguinte forma.

$$|\psi\rangle = |1^A\rangle \otimes \frac{|2^B\rangle + |3^B\rangle}{\sqrt{2}}. \quad (1.11)$$

Em que  $|i^A, j^B\rangle$ , descreve a situação na qual o subsistema A encontra-se no estado  $i$ , enquanto o subsistema B apresenta-se no estado  $j$ . De forma sucinta, um estado emaranhado é impossível de ser descrito como um produto de vetores de estados das partes. Admitindo como sistema de estudo, estados puros bipartites, a entropia de von Neumann pode ser utilizada como medida de emaranhamento(44). Por meio do operador matriz

<sup>2</sup> Emaranhamento corresponde a apenas uma das medidas de correlação entre sistemas físicos; discordância e negatividade representam outras medidas relacionadas a correlação entre sistemas físicos.

densidade  $\hat{\rho}(t)$ , descrito pela equação 1.2, a entropia de von Neumann ( $S$ ) é definida da seguinte forma(45):

$$S(\hat{\rho}_{red}^A) = -Tr [\hat{\rho}_{red}^A \log_2(\hat{\rho}_{red}^A)]. \quad (1.12)$$

Tal medida recebe o nome de *Entropia de emaranhamento*. Por outro lado, se o operador matriz densidade do sistema bipartite for descrito pelo produto tensorial dos subsistemas individuais, ou seja,

$$\hat{\rho}(t) = |\psi^A\rangle\langle\psi^A| \otimes |\psi^B\rangle\langle\psi^B|, \quad (1.13)$$

o resultado do traço parcial de  $\hat{\rho}(t)$  sobre qualquer um dos subsistemas resulta em um estado puro. Portanto, se a entropia de emaranhamento do subsistema A é nula, ou seja  $S(\hat{\rho}_{red}^A) = 0$ , indica que o subsistema A não apresenta emaranhamento com o subsistema B, representando um sistema puro. Em contrapartida, diante da condição que  $S(\hat{\rho}_{red}^A) \neq 0$ , existe um grau de emaranhamento entre os subsistemas, sendo este máximo, diante da situação em que  $S(\hat{\rho}_{red}^A) = 1$ , generalizando:

$$S(\hat{\rho}) = \begin{cases} 0 & \rightarrow \text{Sistema puro,} \\ 1 & \rightarrow \text{Sistema maximamente emaranhado.} \end{cases} \quad (1.14a)$$

$$(1.14b)$$

No entanto, diante de algumas situações físicas em que o operador densidade corresponde a uma matriz de alta dimensão, sua diagonalização pode-se tornar um cálculo dispendioso. Diante deste contexto, uma alternativa muito usual(46, 47, 48, 49, 50, 51), corresponde em tratar o emaranhamento por meio da entropia linear  $S_L(\hat{\rho})$  a qual advém de uma aproximação da entropia de von Neumann por meio da relação de idempotência do operador densidade, e que pode ser definida da seguinte forma(52):

$$S_L(\hat{\rho}) = 1 - Tr(\hat{\rho}^2). \quad (1.15)$$

Vale ressaltar que a entropia linear apresenta as mesmas informações conceituais da entropia de von Neumann, reportando apenas uma discrepância em sua ordem de grandeza. Portanto as relações conceituais 1.14a e 1.14b permanecem válidas. Neste trabalho abordaremos a Entropia de von Neumann e Entropia Linear como medida de emaranhamento entre os subsistemas tratados.

## Sistema de dois níveis

Com o intuito de ilustrar o conceito de entropia linear, consideraremos como sistema um ponto quântico, representado por meio de um sistema de dois níveis, inserido

em uma cavidade ressonante, a qual apresenta específicos modos vibracionais. Desta forma, pode-se designar a seguinte base:

$$|x, n\rangle = \begin{cases} |x\rangle \begin{cases} |g\rangle \rightarrow \text{Estado fundamental,} \\ |e\rangle \rightarrow \text{Estado excitônico,} \end{cases} & (1.16a) \\ |n\rangle = |1\rangle, |2\rangle, |3\rangle \dots |n\rangle \rightarrow \text{Estado da cavidade,} & (1.16b) \end{cases}$$

$|x\rangle$  refere-se ao estado do ponto quântico, representado por um sistema de dois níveis, sendo  $|g\rangle$  e  $|e\rangle$  respectivamente, o estado fundamental e o estado excitônico, formando assim o 1º espaço de Hilbert. Já a cavidade é descrita por meio da base de Fock  $|n\rangle$ , correspondendo ao 2º espaço de Hilbert. O sistema completo, corresponde ao produto tensorial dos dois subsistemas acima apresentados, portanto, para o sistema proposto, têm-se:

$$|\psi(t)\rangle = \sum_{x,n} C_{x,n}(t) |x, n\rangle, \quad (1.17)$$

$$\langle\psi(t)| = \sum_{x,n} \langle x, n| C_{x,n}^\dagger(t). \quad (1.18)$$

De acordo com a equação 1.2 para o sistema apresentado, o operador matriz densidade é definido:

$$\hat{\rho}(t) = \sum_{x,n} \sum_{n',x'} C_{x,n}(t) C_{x',n'}^\dagger(t) |x, n\rangle \langle x', n'|. \quad (1.19)$$

O cálculo da matriz densidade reduzida do sistema, com relação ao ponto quântico,  $\hat{\rho}_{red}^{pq}(t)$ , pode ser descrito pela equação 1.21

$$\hat{\rho}_{red}^{pq}(t) = Tr_n \hat{\rho}(t) \quad (1.20)$$

$$\hat{\rho}_{red}^{pq}(t) = \sum_i \langle i| \hat{\rho}(t) |i\rangle$$

$$\hat{\rho}_{red}^{pq}(t) = \sum_i \langle i| \left( \sum_{n,x} \sum_{n',x'} C_{x,n}(t) C_{x',n'}^\dagger(t) |x, n\rangle \langle x', n'| \right) |i\rangle. \quad (1.21)$$

Uma vez que a soma é realizada sobre os estados  $n$  e  $n'$  da cavidade:

$$\hat{\rho}_{red}^{pq}(t) = \sum_i \sum_{n,x} \sum_{n',x'} C_{x,n}(t) C_{x',n'}^\dagger(t) |x\rangle \langle x'| \delta_{i,n} \delta_{i,n'}. \quad (1.22)$$

$$\hat{\rho}_{red}^{pq}(t) = \sum_{x,x'} \sum_n C_{x,n}(t) C_{x',n}^\dagger(t) |x\rangle \langle x'|. \quad (1.23)$$

Por meio da Eq. (1.23), nota-se que o cálculo da matriz densidade reduzida para o ponto quântico sobre os estados da cavidade, apresenta uma soma sobre os estados da

cavidade, a qual indica a influência do subsistema da cavidade sobre o subsistema do ponto quântico. Levando em consideração os estados do ponto quântico e definindo os limites para as somas apresentadas na equação 1.23, pode-se escrever  $\hat{\rho}_{red}^{pq}(t)$  na forma matricial da seguinte maneira:

$$\hat{\rho}_{red}^{pq}(t) = \sum_n \begin{pmatrix} C_{g,n}(t)C_{g,n}^\dagger(t) & C_{e,n}(t)C_{g,n}^\dagger(t) \\ C_{g,n}(t)C_{e,n}^\dagger(t) & C_{e,n}(t)C_{e,n}^\dagger(t) \end{pmatrix}. \quad (1.24)$$

Portanto, por meio da definição apresentada na equação 1.15 o cálculo da entropia linear  $S_L$  para o sistema ponto quântico-cavidade pode ser representado pela seguinte equação:

$$S_L(t) = 1 - \sum_n (|C_{g,n}(t)|^4 + 2|C_{e,n}(t)|^2|C_{g,n}(t)|^2 + |C_{e,n}(t)|^4). \quad (1.25)$$

Em que a soma apresentada na equação 1.25 corresponde ao quadrado da matriz reduzida do ponto quântico com relação aos estados da cavidade. Nota-se que características referente ao subsistema da cavidade encontram-se presentes no cálculo da entropia linear, por meio da soma sobre os estados da cavidade, influência esta que corrobora para o emaranhamento entre os subsistemas.

## Esfera de Bloch/Poincaré

Dentro do contexto da ótica quântica, o bit quântico ou *qubit* corresponde a unidade de informação mais elementar para a computação quântica. Qualquer estado quântico, num sistema de dois níveis, pode ser descrito como uma superposição de dois estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$ .

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle. \quad (1.26)$$

Define-se como a densidade de probabilidade, o quadrado complexo da função de onda  $|\psi\rangle$ . A probabilidade de encontrar certa partícula num intervalo  $[a, b]$  é dada por:

$$P = (\alpha^*\alpha + \beta^*\beta) \int_a^b |\langle\psi|\psi\rangle|^2 dx, \quad (1.27)$$

em que:

$$(\alpha^*\alpha + \beta^*\beta) = 1. \quad (1.28)$$

Considerando  $\alpha = \cos(\frac{\theta}{2})$  e  $\beta = e^{i\varphi} \sin(\frac{\theta}{2})$ , as amplitudes de probabilidade dos estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$  respectivamente, sendo  $e^{i\varphi}$  a fase relativa existente entre os dois estados, diante

de algumas considerações<sup>3</sup> a equação 1.26 pode ser reescrita da seguinte forma:

$$|\psi\rangle = \sqrt{\frac{\cos(\theta) + 1}{2}}|0\rangle + \frac{1}{2\cos(\theta/2)}[\sin(\theta)\cos(\varphi) + i\sin(\theta)\sin(\varphi)]|1\rangle. \quad (1.29)$$

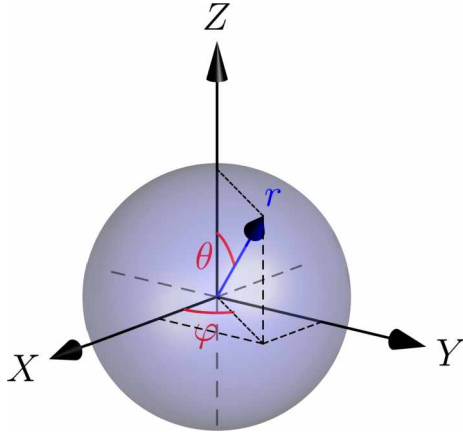


Figura 1.2: Esfera de Bloch definida em coordenadas esféricas em que os limites para as variáveis  $r$ ,  $\theta$  e  $\varphi$  correspondem respectivamente a  $[0, 1]$ ,  $[0, \pi]$ ,  $[0, 2\pi]$ . Em que  $r$  representa o raio unitário da esfera,  $\theta$  ângulo polar e  $\varphi$  o ângulo azimutal.

A dinâmica do estado  $|\psi\rangle$  pode ser representada ao longo da esfera de raio unitário, apresentada na figura 1.2. Nota-se por meio da equação 1.29 que os polos da esfera representam configurações nas quais o estado  $|\psi\rangle$  é totalmente puro, correspondendo aos estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$ . Neste sentido, a superposição dos estados intensifica-se a medida que a evolução do estado se afasta dos polos a caminho da região equatorial da esfera, em coordenadas cartesianas:

$$|\psi\rangle = \sqrt{\frac{\hat{Z} + 1}{2}}|0\rangle + \frac{\hat{X} + i\hat{Y}}{\sqrt{2(\hat{Z} + 1)}}|1\rangle. \quad (1.30)$$

Diante da equação 1.30, observa-se que os valores médios dos operadores  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  e  $\sigma_z$ <sup>4</sup> correspondem respectivamente:

$$\langle\sigma_x\rangle = \hat{X}, \quad \langle\sigma_y\rangle = \hat{Y}, \quad \langle\sigma_z\rangle = \hat{Z}. \quad (1.32)$$

De acordo com relação apresentada em 1.32, é possível representar por meio de coordenadas cartesianas o estado  $|\psi\rangle$  de um sistema de dois níveis e sua evolução temporal ao longo da esfera.

<sup>3</sup> Realizando a mudança de variável  $\theta \rightarrow \frac{\theta}{2}$ , utilizando a equação de Euler.

<sup>4</sup> Comumente conhecidas como matrizes de Pauli  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  e  $\sigma_z$ :

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

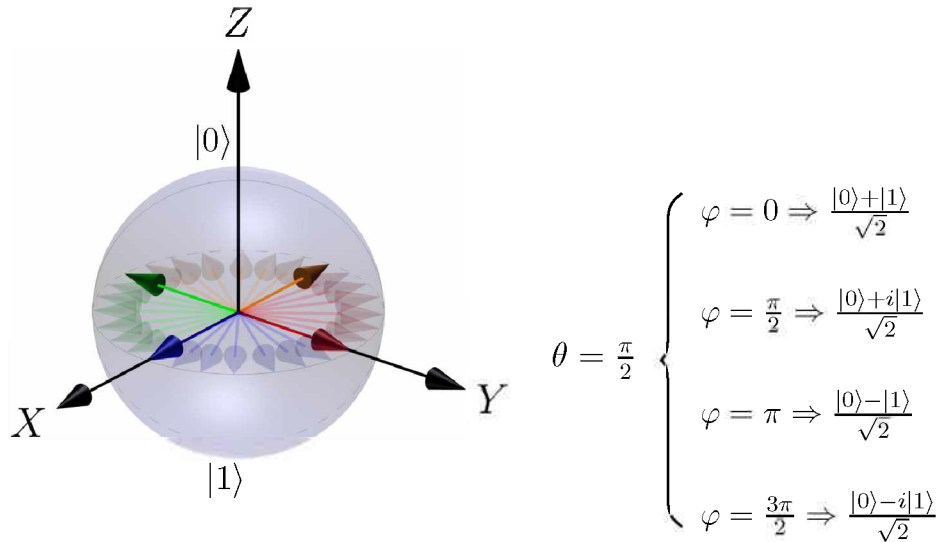


Figura 1.3: Representação esquemática dos estados de um qubit por meio da representação de vetores na esfera de Bloch, destaque para os estados presentes na região do equador, correspondendo a situação em a distribuição dos estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$  é equipotente.

Considerando o sistema de estudo apresentado nesta tese, é possível codificar um qubit por meio dos estados excitônicos do ponto quântico agregado aos estados da cavidade, de tal forma, que o estado fundamental com  $n+1$  fótons e o estado excitado com  $n$  fótons correspondam respectivamente aos estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$  do qubit, conforme apresentado na figura 1.4. Nota-se que inicialmente o sistema é puro, e portanto encontra-se no polo sul da esfera, o que corresponde ao estado  $|1\rangle$  do qubit. Observa-se a evolução temporal do sistema e verifica-se com auxílio da barra de cores que o sistema evolui para as proximidades do polo norte da esfera, o que representa o estado  $|0\rangle$  do qubit. O valor do ângulo azimutal  $\varphi$  é conhecido como fase relativa entre os estados o qubit, portanto, têm-se

$$|\psi\rangle = C_0 |0\rangle + e^{i\varphi} C_1 |1\rangle. \quad (1.33)$$

Em que  $C_0$  e  $C_1$  correspondem a população dos estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$ , respectivamente. Em algumas condições especiais é possível encontrar o sistema evoluindo sobre a condição de  $\varphi = 0$  o que corresponde a uma evolução temporal sobre o plano  $YZ$  da esfera.

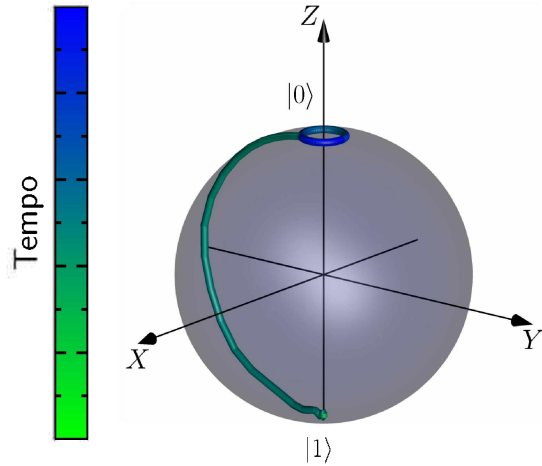


Figura 1.4: Evolução temporal do qubit (ponto quântico+nanocavidade) em que o sistema inverte sua população do estado  $|0\rangle$  para o estado  $|1\rangle$ . A evolução temporal do estado pode ser melhor compreendida com auxílio da barra de cores ao lado.

## Esfera de Bloch na representação da Matriz Densidade

Em determinadas situações torna-se conveniente tratar o sistema físico por meio da representação de matriz densidade. Assim, partindo de  $|\psi\rangle = \cos(\frac{\theta}{2})|0\rangle + e^{i\varphi} \sin(\frac{\theta}{2})|1\rangle$  e considerando o vetor unitário da esfera, descrito por  $\hat{n} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$ , o operador matriz densidade pode ser determinado por:

$$\hat{\rho}(\hat{n}) = \begin{pmatrix} \cos^2(\frac{\theta}{2}) & e^{-i\varphi} \sin(\frac{\theta}{2}) \cos(\frac{\theta}{2}) \\ e^{i\varphi} \sin(\frac{\theta}{2}) \cos(\frac{\theta}{2}) & \sin^2(\frac{\theta}{2}) \end{pmatrix}. \quad (1.34)$$

Por meio de algumas simplificações trigonométricas e considerando que  $I$  corresponde a matriz identidade, pode-se escrever o operador matriz densidade da seguinte forma:

$$\hat{\rho}(\hat{n}) = \frac{I}{2} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos(\theta) & e^{-i\varphi} \sin(\theta) \\ e^{i\varphi} \sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix}, \quad (1.35)$$

é possível descrever o operador matriz densidade por meio das matrizes de Pauli (1.31), reescrevendo 1.35 da seguinte forma:

$$\hat{\rho}(\hat{n}) = \frac{1}{2}(I + \hat{n} \cdot \vec{\sigma}).^5 \quad (1.36)$$

Considerando o sistema de estudo, em que a cavidade contém  $n$  fótons aprisionados em seu interior e o ponto quântico apresenta dois estados bem definidos (estado fundamental e estado excitado), comparando o operador matriz densidade reduzido apresentado na equação 1.24, com este representado pela equação 1.36, têm-se a seguinte igualdade:

$$\sum_n \begin{pmatrix} C_{g,n}(t)C_{g,n}^\dagger(t) & C_{e,n}(t)C_{g,n}^\dagger(t) \\ C_{g,n}(t)C_{e,n}^\dagger(t) & C_{e,n}(t)C_{e,n}^\dagger(t) \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \hat{Z} + 1 & \hat{X} - i\hat{Y} \\ \hat{X} + i\hat{Y} & -\hat{Z} + 1 \end{pmatrix}. \quad (1.37)$$

<sup>5</sup>  $\vec{\sigma} = \sigma_x \hat{X} + \sigma_y \hat{Y} + \sigma_z \hat{Z}$ .  
 $\hat{n} = (\hat{X}, \hat{Y}, \hat{Z})$ .



Resolvendo o sistema de equações, encontra-se:

$$\hat{X} = \sum_n 2Re [C_{e,n}(t)C_{g,n}^\dagger(t) + C_{g,n}(t)C_{e,n}^\dagger(t)]. \quad (1.38)$$

$$\hat{Y} = \sum_n 2Im [C_{e,n}(t)C_{g,n}^\dagger(t) - C_{g,n}(t)C_{e,n}^\dagger(t)]. \quad (1.39)$$

$$\hat{Z} = \sum_n [|C_{g,n}|^2 - |C_{e,n}|^2]. \quad (1.40)$$

Portanto, considerando o sistema aqui descrito, utilizando o formalismo do operador matriz densidade, é possível por meio das equações acima, representar e verificar a evolução temporal do sistema. Diante do exposto, neste trabalho utilizaremos análise semelhante à apresentada na figura 1.4, com o objetivo de representar a evolução temporal do sistema bem como a influência do pulso gaussiano no controle da dinâmica, utilizando para isto, uma barra de cores representando a mudança do estado com o decorrer do tempo.

## 1.2 Pontos Quânticos

De forma geral, pontos quânticos correspondem a estruturas formadas por materiais semicondutores que na maioria das vezes possuem dimensões nanométricas e são formados por poucos milhares de átomos. Comumente conhecidos como *átomos artificiais*, apresentam propriedades similares aos átomos, o que lhes permite tal comparação. Nesta perspectiva, a dimensão espacial da estrutura esta fortemente relacionada ao confinamento energético, considerando um único elétron isolado em um átomo, este sistema apresentará estados discretos de energia. No entanto, considerando-se um átomo com diversos elétrons, o conhecido *estado fundamental* é determinado pela distribuição destes elétrons nos níveis de menor energia. Em sistemas assim descritos, os elétrons de cada átomo, ficam sujeitos as interações com os elétrons dos átomos vizinhos. Por meio desta interação, os níveis de energia dos átomos interagentes se interpolam, formando assim as bandas de energia do material, as quais apresentam regiões energeticamente proibidas, denominadas de *gap*. O gap de um semicondutor corresponde ao mínimo de energia necessária para excitar os elétrons que se encontram na banda de valência para a banda de condução. A transição de um elétron da banda de valência para a banda de condução do material semicondutor, cria um buraco na banda de valência, essa transição não resulta somente no processo de condução do elétron mas também do buraco na banda de valência, assim forma-se o *exciton*, estado ligado por meio da interação Coulombiana entre o elétron na banda de condução e o buraco na banda de valência.

Buscando uma melhor compreensão deste confinamento, se faz necessário uma percepção da distribuição energética com relação a dimensão do material. Materiais correntemente conhecidos como *bulks*<sup>6</sup> apresentam densidade de estados dependente da raiz quadrada com relação a energia, conforme representado na Fig 1.5 – a) (sistema tridimensional). No entanto, ao acrescentar restrições espaciais à propagação dos elétrons, a densidade de estados do material sofre consideráveis modificações. Desta forma, limitando uma direção de propagação dos portadores de carga, permitindo que os mesmos propaguem em duas direções, cria-se então o *poço quântico*, Fig 1.5 – b), de tal forma que os estados de energia permitidos neste plano se tornam estados quantizados na direção de confinamento. Progredindo as restrições espaciais com relação a propagação dos portadores de carga, *fios quânticos* correspondem a estruturas em que o confinamento espacial é apresentado em duas direções, permitindo que os portadores de carga desloquem-se em apenas uma direção, conforme representado esquematicamente pela Fig 1.5 – c). De forma semelhante, considerando o confinamento nas três direções de propagação, os *pontos quânticos* apresentam estados de energia quantizados de forma totalmente análoga ao sistema atômicos, virtude esta que lhes garantiu o título de átomos artificiais, conforme representado na Fig. 1.5 – d).

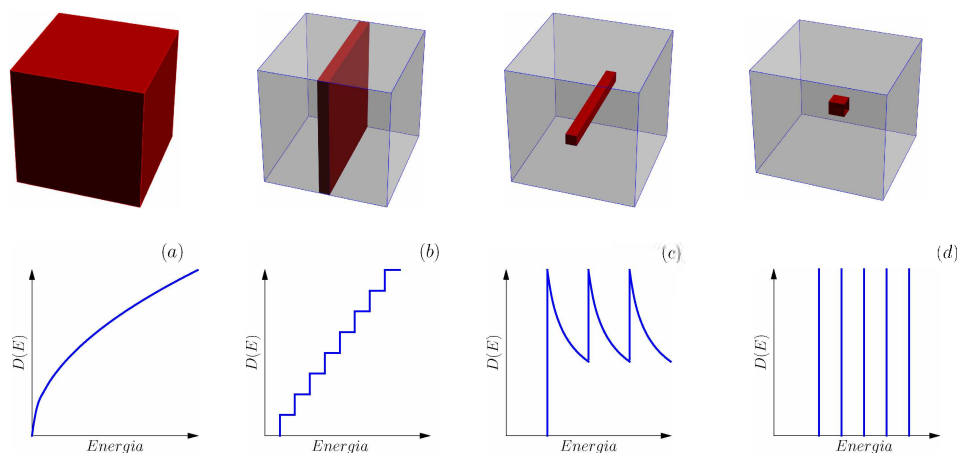


Figura 1.5: Representação esquemática da densidade de estados  $D(E)$  para estruturas do tipo *Bulk*, *Poço quântico*, *Fio quântico* e *Ponto quântico*, respectivamente.

Pontos quânticos de forma geral, apresentam real interesse em diversas aplicações envolvendo transporte energético, uma vez que o processo de formação de um éxciton em

<sup>6</sup> Terminologia utilizada para descrever porção de volume considerável de material em que efeitos de interface a partir da quebra de simetria introduzida pela superfície da matriz periódica infinita dos átomos não são aplicados, de tal forma que o material possui propriedades que um material infinito, no entanto em pequenas proporções.

um ponto quântico pode ser mediado por meio da absorção de fótons de luz, e uma vez que estes são emitidos, transportam informações importantes do emissor e do processo de interação com a luz.

Em casos gerais, o aumento do confinamento espacial dos portadores de carga, encontra-se diretamente relacionado com a separação entre os níveis de energia, situação esta, que justifica a aproximação de dois níveis para alguns sistemas de ponto quânticos estudados. Neste trabalho consideramos apenas pontos quânticos descritos em dois estados: estado fundamental, representado pelo ket  $|g\rangle$  e estado excitado  $|e\rangle$ , juntamente com um único modo do campo eletromagnético, com frequência  $\omega_c$ , no interior da cavidade.

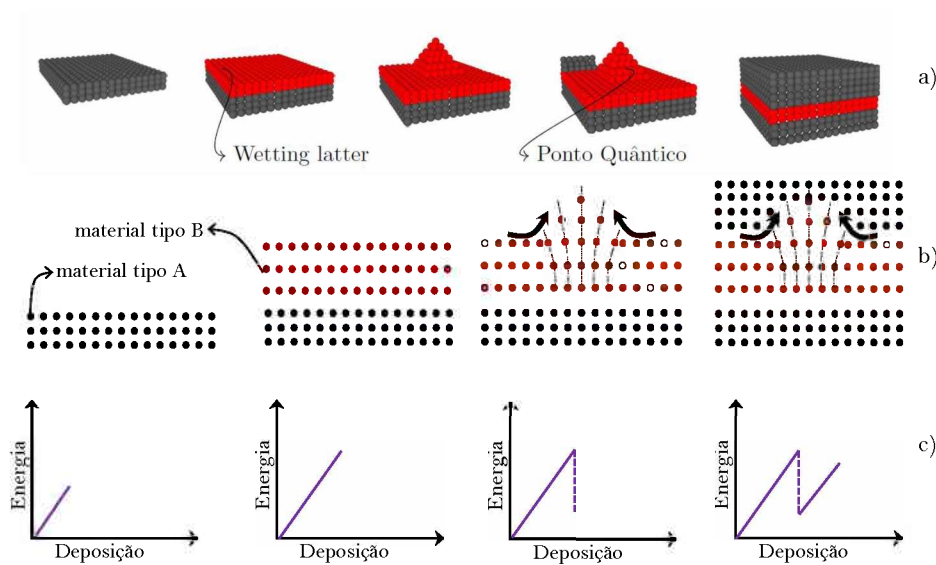


Figura 1.6: Representação esquemática do processo de formação de pontos quânticos auto-organizados. Em a) apresenta-se a formação de pontos quânticos por meio de crescimento epitaxial, camada por camada. Nota-se a formação de uma espécie de ilha (ponto quântico) a qual posteriormente será recoberta pelo mesmo material do qual foi feito o substrato. Devido a superposição de camadas de materiais que apresentam parâmetros de rede distintos, gera-se então uma tensão superficial, a qual é minimizada por meio da formação de pequenos aglomerados de átomos, conforme apresentado em b). Por fim, em c) apresenta-se de forma meramente esquemática a relação *Energia X Deposição*, destaca-se que a caracterização destas ilhas resulta em uma redução energética para o sistema.

O atual desenvolvimento de métodos de crescimento epitaxial agregado as técnicas de litografia permitiram a evolução na produção de estruturas semicondutoras com alto grau de complexidade e que permitem sua manipulação por meio de campos externos. De forma sucinta, um dos processos utilizados na produção de pontos quânticos

corresponde ao método epitaxial auto-organizado (*Stranski-Krastanow*). Neste procedimento, inicialmente um material semiconductor "A" (Ex: GaAs) com específico parâmetro de rede é depositado, camada por camada, sobre um outro material semiconductor "B" (InAs) com parâmetro de rede ligeiramente distinto.<sup>7</sup> Neste processo, a diferença entre os parâmetros de rede das duas estruturas gera uma tensão superficial na primeira camada depositada (*wetting layer*). No entanto, o depósito das camadas subsequentes intensificam esta tensão gerada pela diferença no parâmetro de rede das estruturas, de tal forma que quando a espessura do material depositado, ultrapassa certo valor crítico, esta tensão é atenuada por meio da formação espontânea de pequenas "ilhas" do material depositado. Estes pequenos aglomerados de átomos correspondem aos então conhecidos pontos quânticos auto-organizados, conforme representado esquematicamente por meio da Fig.1.6.

Pontos quânticos, podem ser aproximados para sistemas de dois níveis, de tal forma, que seu estado fundamental corresponda ao estado de vácuo, ou seja, a ausência total de excitação. O estado excitado por outro lado corresponde à presença de um éxciton (par elétron-buraco) no sistema. O estado de éxciton pode ser alcançado mediante a interação do sistema com laser o qual possua energia suficiente para proporcionar a transição do elétron da camada de valência para a camada de condução, gerando assim, o estado excitônico no sistema, conforme representado na Figura 1.7a). Uma das formas de confinar este par elétron-buraco, corresponde ao processo de junção de dois semicondutores com gap de energia distintos, de tal maneira, que o éxciton seja criado no semiconductor de menor energia de gap e devido a diferença energética existente entre os semicondutores, Fig. 1.7b), o estado excitônico permaneça confinado no sistema por um período definido como *tempo de vida*. Em princípio, respeitando o princípio de exclusão de Pauli é possível criar mais éxciton para o mesmo nível de energia, gerando assim o estado de bi-éxciton. No entanto, devido as interações Coulombianas existentes entre as partículas que encontram-se no mesmo nível, a energia necessária para acrescentar um par adicional de elétron-buraco é ligeiramente distinta daquela considerada para dois éxcitons (53). No atual trabalho iremos apenas considerar a presença do estado de éxciton. Por meio de campos eletromagnéticos externos ou devido ao processo de customização, é possível criar heteroestruturas com gaps específicos alterando assim a energia do éxciton.

Considerando o ponto quântico como um sistema de dois níveis e representando por,  $E_g$  e  $E_e$  as energias respectivamente do estado fundamental  $|g\rangle$  e do estado excitado

<sup>7</sup> Para uma estrutura composta de InAs ( $a = 6.0583 \text{ \AA}$ ) e GaAs ( $a = 5.6535 \text{ \AA}$ ) a diferença entre seus parâmetros de rede corresponde a cerca de 7% .

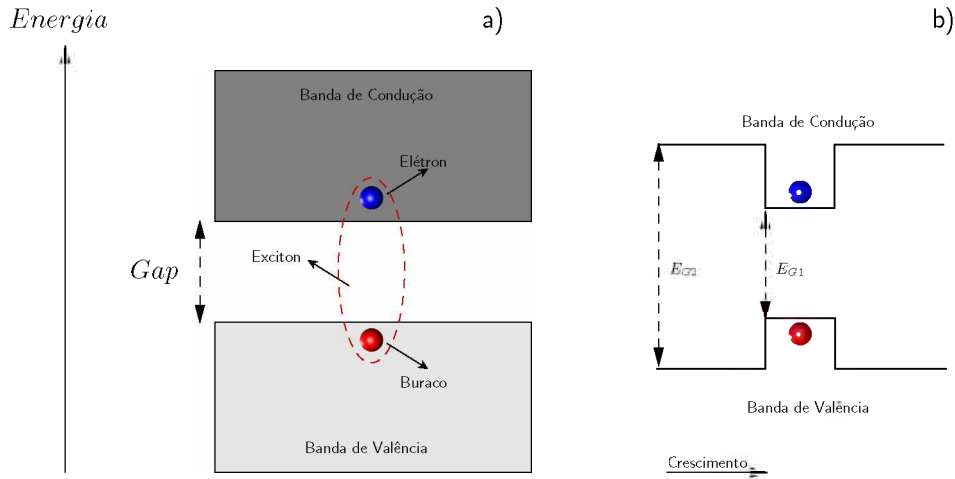


Figura 1.7: Confinamento Quântico. a) Representação esquemática da criação de um exciton por meio da promoção de um elétron da camada de valência para a camada de condução de um material semicondutor, deixando uma vacância na camada de valência (*buraco*). b) Representação de um confinamento quântico unidimensional, formado por meio da junção de um semicondutor com energia de transição  $E_{G1}$  com outro material semicondutor com energia de gap superior  $E_{G2}$ .

$|e\rangle$ , o Hamiltoniano do ponto quântico pode ser apresentado da seguinte maneira:

$$H_{pq} = E_e \sigma_{ee} + E_g \sigma_{gg}, \quad (1.41)$$

a transição do estado excitado –  $|e\rangle$  para o estado fundamental –  $|g\rangle$ , ocorre mediante a emissão de um fóton com frequência específica  $\omega_x$ , e que portanto,  $E_e - E_g = \hbar\omega_x$ . O Hamiltoniano aproximado do ponto quântico pode ser descrito como<sup>8</sup>

$$H_{pq} = \frac{\hbar\omega_x \sigma_z}{2}. \quad (1.42)$$

Em que  $\hbar\omega_x$  simboliza a energia necessária para criar o estado excitônico, e  $\sigma_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ , corresponde ao operador de pseudospin responsável pela transição, em que  $|g\rangle$  e  $|e\rangle$  representam respectivamente o estado fundamental e o estado excitônico para o ponto quântico.

### 1.3 Cristais Fotônicos

Conforme apresentado, cavidades óticas são atualmente utilizadas para compreender a interação radiação-matéria por meio do confinamento eletromagnético em seu

<sup>8</sup> Com auxílio da relação unitária  $|e\rangle\langle e| + |g\rangle\langle g| = 1$ , deslocamos a energia do ponto quântico, de forma que o estado fundamental apresente energia nula.

interior. Devido ao fato de possuírem dimensões de micro ou até mesmo nano, muitas das vezes são reportadas na literatura como micro-cavidades ou nanocavidades. Diante deste processo de customização, alguns modelos de cavidades foram implementadas, tais como cavidades micropilares, em formato de micro disco, cavidades de cristais fotônicos, entre outras (54, 55). Cavidades de cristais fotônicos correspondem ao grupo de ressonadores óticos mais empregados no acoplamento com materiais semicondutores. Cristais fotônicos correspondem a estruturas que apresentam periodicidade com relação a constante dielétrica constituinte do material ao qual é fabricado. Esta periodicidade pode ser aplicada ao longo de uma, duas ou três dimensões do material, designando a classificação em cristais fotônicos uni-dimensionais, bi-dimensionais ou tri-dimensionais, respectivamente.

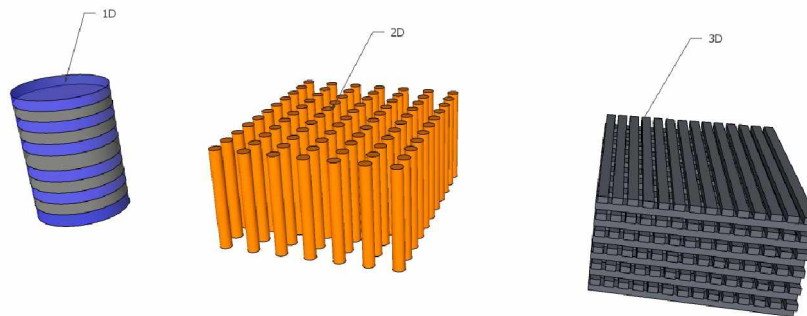


Figura 1.8: Representação simbólica de cristais fotônicos unidimensional, bidimensional e tridimensional.

Cristais fotônicos uni-dimensionais são estruturas que apresentam camadas periódicas de materiais com constantes dielétricas distintas. Devido a esta periodicidade unidirecional é possível confinar ondas eletromagnéticas dentro de um determinado intervalo de comprimento de onda em apenas uma direção, permitindo que a luz se propague nas demais direções. Cavidades micropilares apresentam confinamento uni-dimensional por meio de uma distribuição de múltiplas reflexões de Bragg (DBR - distributed Bragg reflector), vem sendo utilizadas na compreensão de efeitos quânticos quando acopladas em dispositivos semicondutores, como pontos quânticos (54, 56, 57, 58). De forma distinta aos cristais fotônicos uni-dimensionais, cristais fotônicos bi-dimensionais possibilitam o confinamento em duas dimensões, proibindo de forma completa a propagação da luz em um determinado plano. Para implantar o confinamento bi-dimensional é necessário que a condição de reflexão interna total seja alcançada de forma perpendicular ao plano de confinamento. Neste sentido, para realizar o confinamento bi-dimensional deve-



se criar uma periodicidade no material, alternando regiões com constantes dielétricas distintas, o que pode ser designado por meio da “imersão” de um conjunto de buracos de ar em uma camada semicondutora. É possível criar cristais fotônicos bi-dimensionais por meio da imersão periódica de buracos de ar ( $\epsilon_{ar} = 1.0$ ) em uma camada de GaAs ( $\epsilon_{GaAs} = 11.7$ ), gerando padrões quadrangulares ou hexagonais de cilindros de ar (59). De forma semelhante, é possível obter cristais fotônicos bi-dimensionais criando cilindros de GaAs igualmente distanciados “imersos” no ar. Acrescentando mais uma dimensão ao confinamento espacial das ondas eletromagnéticas, cristais fotônicos tri-dimensionais apresentam maior complexidade em seu processo de fabricação, o que de certa forma dificulta sua aplicação em dispositivos eletrônicos. No entanto, quando utilizada uma customização apropriada, é possível analisar a interação radiação-matéria e até mesmo manipular tridimensionalmente a luz confinada (60, 61, 5).

O processo de confinamento da luz em cristais fotônicos, pode ser melhor compreendido por meio da analogia com o confinamento eletrônico, uma vez que o arranjo periódico da constante dielétrica nos cristais fotônicos pode ser considerado análogo a periodicidade do potencial de Coulomb em materiais semicondutores. Neste sentido, a analogia do confinamento ótico-eletrônico, sugere a existência de propriedades óticas semelhantes as existentes no contexto eletrônico, dentre elas destaca-se a existência do gap Fotônico (Photonic Bandgap), que corresponde a regiões de propagação proibidas no interior da estrutura para fótons com energia específica, o que certifica o confinamento ótico(9).

De forma geral, uma característica importante na customização de cristais fotônicos utilizados como nanocavidades ressonantes, corresponde ao parâmetro de rede da estrutura. Uma vez que o mecanismo de funcionamento do cristal fotônico é baseado em processos de interferência e difração, o parâmetro de rede da estrutura deve ser da mesma ordem de grandeza da radiação a que pretende confinar. Resultado direto da periodicidade estrutural dos cristais fotônicos, a relação de dispersão ao longo da estrutura é consideravelmente distinta dos meios uniformes, e desta maneira apresenta-se sob a forma de estrutura de bandas. Em materiais do tipo Bulk homogêneo, Figura 1.9 – a) (não possui constantes dielétricas distintas), a estrutura de bandas não apresenta nenhuma região de gap fotônico. No entanto, ao acrescentar neste meio homogêneo um material que apresenta constante dielétrica moderadamente distinta, nota-se a abertura de um *gap* fotônico, região esta demarcada em azul na figura 1.9 – b). Acentuando a diferença entre as constantes dielétricas dos dois materiais, observa-se que a região de gap fotônico da estrutura é expandido(62), conforme representado de forma esquemá-

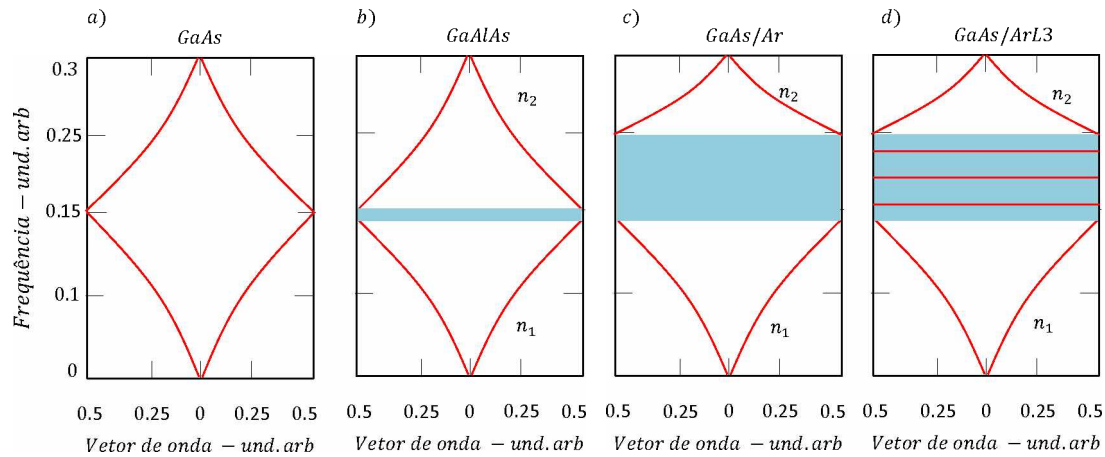


Figura 1.9: a) Representação esquemática da estrutura de bandas de um material (GaAs) que apresenta constante dielétrica única, observa-se a ausência de gap fotônico. b) Manifestação do gap fotônico na estrutura de bandas ocasionado devido a presença de outro material com constante dielétrica distinta (GaAlAs) c) Expansão do gap fotônico devido ao aumento da diferença entre as constantes dielétricas dos materiais. d) Proeminência de estados discretizados na região de gap fotônico provocado devido a perda proposital de simetria no cristal fotônico <sup>9</sup>.

tica na figura 1.9 – c). Ao realizar alterações na estrutura física do cristal fotônico, quebrando a periodicidade local do índice de refração, pode-se modificar a relação de dispersão de forma a gerar frequências discretizadas nas quais a propagação da luz é permitida conforme evidenciado por meio da figura 1.9 – d), fato este amplamente utilizado na busca pela compreensão da interação radiação-matéria, uma vez que pontos quânticos ou sistemas atômicos também apresentam níveis energéticos quantizados. Estando os níveis de energia do emissor e da cavidade próximos energeticamente, a interação radiação-matéria torna-se eficiente. De forma análoga aos sistemas semicondutores, que apresentam respectivamente as terminologias de banda de condução e de banda de valência para regiões acima e abaixo do *gap* de energia. Em sistemas de cristais fotônicos a terminologia equivalente corresponde a banda dielétrica e banda de ar haja visto que a maioria dos cristais fotônicos são formados por regiões de ar. Assim, é possível confinar e até mesmo guiar ondas eletromagnéticas customizando cristais fotônicos com constantes dielétricas distintas(7).

Uma característica relevante no contexto de nanocavidades fotônicas, se diz res-

<sup>9</sup> Os valores utilizados para as constantes dielétricas  $\epsilon_1 = 13$ ,  $\epsilon_2 = 12$ , correspondem ao GaAs e GaAlAs respectivamente, materiais usualmente utilizado na customização de dispositivos fotônicos.



peito ao fator de qualidade ( $Q$ ) da nanocavidade. De forma geral, o mesmo pode ser determinado por meio da razão entre a energia perdida pela energia armazenada em cada ciclo. Em outras palavras, desconsiderando a energia armazenada pelo material, o fator de qualidade pode ser interpretado pela razão entre perda de reflexão entre a interface interna e externa da nanocavidade. Neste sentido, reflexão interna total e reflexões de Bragg são geralmente utilizadas na compreensão do confinamento da luz. Em pesquisas sobre cristais fotônicos, Akahane et al.(1) em 2003 evidenciou que é possível concentrar o campo elétrico no interior de nanocavidades de cristais fotônicos alterando a extensão média ausente de cilindros de ar. No caso analisado, foi utilizado uma nanocavidade de confinamento bidimensional com parâmetro de rede igual a  $0,42 \mu\text{m}$ , espessura  $0,25 \mu\text{m}$  e raio de  $0,12 \mu\text{m}$  (raio do cilindro de ar). Inicialmente considerou-se uma região ausente de três cilindros de ar (nanocavidade do tipo L3) e por meio do aumento de  $0.15a$  (em que  $a$  corresponde ao parâmetro de rede da estrutura) da distância entre os primeiros cilindros presentes nesta região, notou-se um maior confinamento espacial do campo eletromagnético, conforme apresentado na figura 1.10.

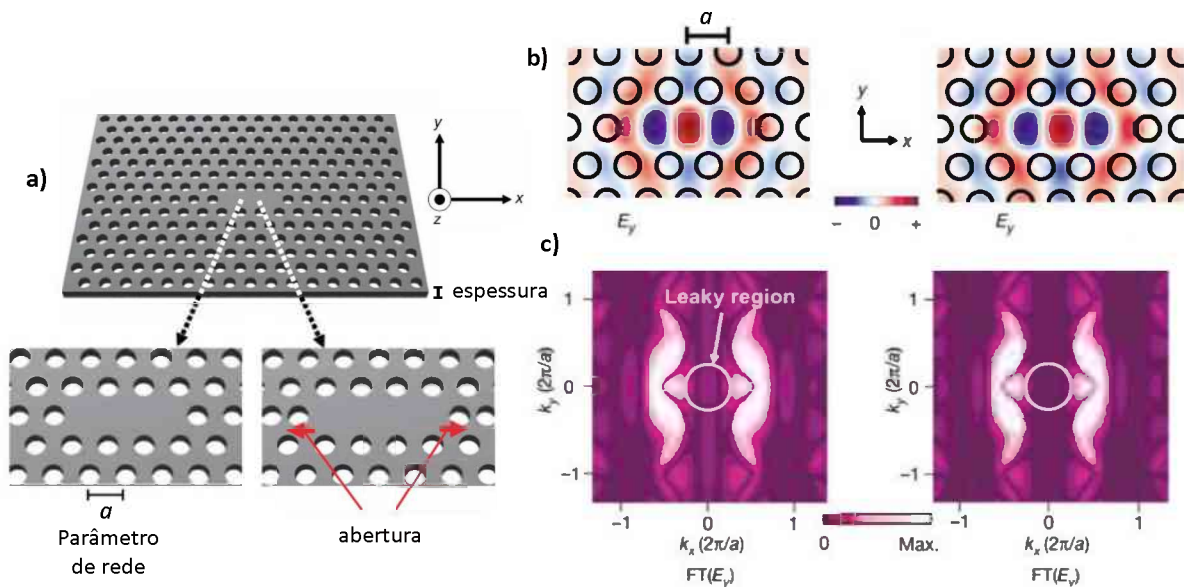


Figura 1.10: a) Cristal fotônico bidimensional, em que o campo elétrico está confinado nas direções  $x$  e  $y$ . Por meio da extração de três cilindros de ar da estrutura, gera-se uma quebra na periodicidade local do índice de refração, criando uma região capaz de confinar a luz nela inserida. b) Campo elétrico polarizado na direção  $y$ . c) Espectro da Transformada de Fourier do campo eletromagnético apresentado em b), em que é possível verificar que na configuração espaçada dos cilindros, a região central o campo é mínimo. Adaptada (1)

Com auxílio de trabalhos complementares, (63, 64, 65), foi possível encontrar configurações apropriadas de estruturas de cristais fotônicos que permitiram uma maior precisão espacial do campo eletromagnético no interior da nanocavidade. Na mesma linha de estudo, Akahane et al.(65) em 2005 comprovaram de forma precisa por meio de microscopia eletrônica de varredura que o posicionamento das regiões de máximo e mínimo do campo eletromagnético no interior da cavidade influencia de forma direta na interação radiação-matéria. O posicionamento do ponto quântico agregado com o design e customização da nanocavidade correspondem a características importantes no processo de interação entre ponto quântico-cavidade (66). Não de forma menos importante às características espaciais de customização, a proximidade entre os modos vibracionais da cavidade e a frequência de emissão do ponto quântico (dessintonia), agregado aos processos dissipativos presentes, influenciam de forma direta no tipo de acoplamento existente entre o ponto quântico e a nanocavidade.

### 1.3.1 Modo normal em uma cavidade ressonante

De forma sucinta, considera-se como cavidade ressonante a região espacialmente delimitada, na qual ondas eletromagnéticas permanecem confinadas por determinado tempo. Sendo assim, consideraremos uma região cujo meio de propagação seja o vácuo, de tal forma que permeabilidade magnética e constante dielétrica sejam  $\mu_0$  e  $\epsilon_0$ , respectivamente. Logo, definindo esta região por meio dos comprimentos  $L_x$ ,  $L_y$  e  $L_z$ , conforme apresentado na Figura 1.11, têm-se como condições de contorno, que as ondas eletromagnéticas sejam refletidas novamente para o interior da cavidade, por meio das superfícies, as quais comportam-se como espelhos planos com alta finesses em reflexão, garantindo que estas ondas venham a se desvanecer nas superfícies. Por conseguinte, partindo das equações de Maxwell mediante a condição de ausência de fontes e correntes:

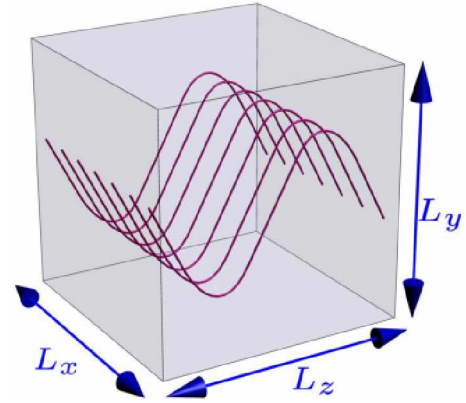


Figura 1.11: Representação esquemática de uma cavidade ressonante tridimensional de lados  $L_x$ ,  $L_y$  e  $L_z$ .

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0. \quad (1.43a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (1.43b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (1.43c)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (1.43d)$$

Correlacionando as equações 1.43c e 1.43d por meio do rotacional aplicado em 1.43c<sup>10</sup> encontra-se a equação de onda para o campo elétrico:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (1.44)$$

Em que  $c$  corresponde a velocidade da luz no vácuo. Desse modo, a equação 1.44 pode ser resolvida considerando que o campo elétrico possua uma dependência temporal do tipo  $e^{-i\omega t}$ , e que portanto possa ser descrito da seguinte forma:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 \cdot e^{-i(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (1.45)$$

Tomando a parte real da equação 1.45, encontram-se valores específicos do vetor de onda  $\mathbf{K}$  que satisfaz as devidas condições de contorno previamente mencionadas, de tal forma

<sup>10</sup> Com auxílio da relação:  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ .

que:

$$K_x = \frac{l\pi}{L_x}, \quad K_y = \frac{m\pi}{L_y}, \quad K_z = \frac{n\pi}{L_z}, \quad (1.46)$$

sendo  $l$ ,  $m$  e  $n$  números inteiros. Portanto, utilizando a equação de onda 1.44, determina-se as frequências específicas ou modos normais aprisionados no interior da cavidade, por meio dos valores permitidos dos vetores de onda  $K_x$ ,  $K_y$  e  $K_z$ .

$$\omega_{l,m,n} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \left( \frac{l^2\pi^2}{L_x^2} + \frac{m^2\pi^2}{L_y^2} + \frac{n^2\pi^2}{L_z^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (1.47)$$

De acordo com a equação 1.47, somente determinados valores de frequência são permitidos no interior desta cavidade ideal, o que significa que os estados fotônicos são representados por meio de funções delta. No entanto, considerando o caso não idealizado em que as superfícies refletoras não são perfeitas, com o passar do tempo a intensidade do campo elétrico no interior da cavidade tende a se atenuar. Como consequência desta perda na intensidade, os estados fotônicos da cavidade sofrem um alargamento de sua função espectral deixando de ser representados por meio de uma função delta o que pode ser observado com auxílio da figura 1.12.

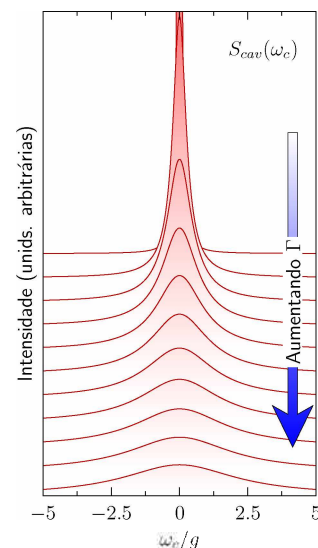


Figura 1.12: Esquema representativo do espectro de emissão da cavidade em unidades arbitrárias, com relação a intensidade dos processos dissipativos generalizados.

### 1.3.2 Quantização do campo eletromagnético

Nesta seção apresentaremos a teoria para o confinamento de ondas eletromagnéticas em cavidades ressonantes. Consideraremos o caso elementar, com o intuito de compreender as propriedades e comportamentos existentes no confinamento quântico da luz. Para tanto, de forma a exemplificar este confinamento, consideraremos a Figura 1.13, por meio da qual é possível evidenciar na região demarcada uma quebra de simetria, a qual proporciona uma alteração local no índice de refração, garantindo o confinamento para determinados comprimentos de onda. Sendo assim, esta região pode ser analisada como uma cavidade de comprimento  $L$ , de tal forma que suas superfícies comportam-se como espelhos planos, refletindo as ondas eletromagnéticas para o interior da cavidade. Portanto, a qualidade desta cavidade encontra-se relacionada com eficiência destas superfícies refletoras. Em nosso estudo, consideramos apenas um dos modos vibracionais de frequência  $\omega_c$ . Assumindo que o campo elétrico esteja polarizado na direção  $\hat{x}$ , o campo magnético na direção  $\hat{y}$  de tal forma que a onda eletromagnética propaga-se na direção  $\hat{z}$ , temos:

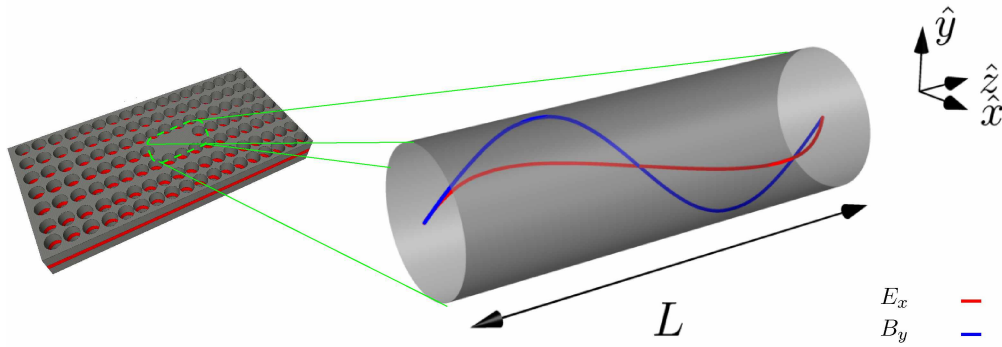


Figura 1.13: Representação esquemática de uma nanocavidade ressonante. Devido a ausência de alguns cilindros de ar na heteroestrutura (região destacada por meio do retângulo em verde pontilhado), uma quebra de simetria local com relação ao índice de refração é verificada, o que proporciona o aprisionamento de determinados comprimentos de onda da luz.

$$E_x(z, t) = \left( \frac{2\omega_c^2}{\epsilon_0 V_c} \right)^{\frac{1}{2}} q(t) \sin(kz). \quad (1.48a)$$

$$B_y(z, t) = \left( \frac{\mu_0 \epsilon_0}{k} \right) \left( \frac{2\omega_c^2}{\epsilon_0 V_c} \right)^{\frac{1}{2}} \dot{q}(t) \cos(kz). \quad (1.48b)$$

Onde  $q(t)$  representa a parte temporal da solução das equações de Maxwell,  $k$  corresponde ao vetor de onda associado a frequência da cavidade, ( $k = \frac{\omega_c}{c}$ ). Por fim,  $V_c$ , simboliza o volume efetivo da cavidade. Sendo assim, toda energia contida na cavidade pode ser representada por meio do Hamiltoniano clássico, determinado da seguinte forma:

$$H_{cav} = \frac{1}{2} \int_{V_c} (\epsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mu_0^{-1} \mathbf{H}^2) dV = \frac{1}{2} \int_{V_c} (\epsilon_0 E_x^2 + \mu_0^{-1} H_y^2) dV. \quad (1.49)$$

Substituindo 1.48a e 1.48b em 1.49 e integrando têm-se:

$$H_{cav} = \frac{1}{2} \left[ \omega_c^2 q^2(t) + \dot{q}^2(t) \right]. \quad (1.50)$$

Nota-se que o Hamiltoniano do campo eletromagnético contido na cavidade 1.50 apresenta semelhanças com o Hamiltoniano do oscilador harmônico com massa unitária, assim, pode-se identificar  $p(t)$  como momento canônico, de forma a satisfazer  $p(t) = \dot{q}(t)$ .

Diante das considerações, é possível reescrever tanto a equação do campo elétrico 1.48a, quanto do campo magnético 1.48b, por meio dos operadores canônicos  $p(t)$  e  $q(t)$ .<sup>11</sup> Sendo assim, utilizando a relação de comutação destes operadores,  $[\hat{q}, \hat{p}] = i\hbar$ , é possível definir respectivamente os operadores de criação e aniquilação de fótons no interior desta cavidade da seguinte forma:

$$a^\dagger(t) = \sqrt{\frac{1}{2\hbar\omega_c}} [\omega_c q(t) - ip(t)]. \quad (1.51a)$$

$$a(t) = \sqrt{\frac{1}{2\hbar\omega_c}} [\omega_c q(t) + ip(t)]. \quad (1.51b)$$

Por meio das equações 1.51a e 1.51b é possível escrever os operadores  $\hat{q}(t)$  e  $\hat{p}(t)$  em função dos operadores criação e aniquilação de fótons. Com auxílio da relação de comutação entre os operadores criação e aniquilação pode-se então reescrever o Hamiltoniano do campo eletromagnético no interior da cavidade da seguinte maneira:

$$H_{cav} = \hbar\omega_c \left( a^\dagger a + \frac{1}{2} \right). \quad (1.52)$$

## 1.4 Pontos quânticos em cavidades de cristais fotônicos

Ao acrescentar um ponto quântico no interior de uma cavidade ressonante, o mesmo pode se acoplar à radiação eletromagnética presente. Em termos gerais, a intensidade deste acoplamento depende de fatores como o valor do momento de dipolo do PQ, intensidade do campo elétrico na posição do emissor, fator de qualidade da cavidade, processos dissipativos e da diferença entre a frequência de excitação do PQ e a frequência de ressonância da cavidade. O Hamiltoniano de interação dar-se-á mediante o acoplamento do momento de dipolo<sup>12</sup> gerado devido a atração do par elétron-buraco no processo de excitação do ponto quântico com o campo eletromagnético presente no interior da cavidade, portanto:

$$H_{int} = e\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (1.53)$$

Em que  $e$  e  $\mathbf{r}$  correspondem respectivamente a carga elementar e a posição do elétron na estrutura. Por conseguinte, utilizando as equações 1.51a e 1.51b é possível reescrever o campo elétrico 1.48a em segunda quantização da seguinte forma:

$$E_x(z, t) = \left( \frac{2\omega_c^2}{\epsilon_0 V_c} \right)^{\frac{1}{2}} [a(t) + a^\dagger(t)] \sin(kz), \quad (1.54)$$

<sup>11</sup> Considerando que as variáveis canônicas correspondem de forma equivalentes aos operadores  $\hat{p}(t)$  e  $\hat{q}(t)$ .

<sup>12</sup> Comumente conhecido como aproximação de dipolo.

portanto, o Hamiltoniano de interação pode ser descrito por:

$$H_{int} = -\mathbf{d} \cdot \hat{\varepsilon} \left( \frac{2\omega_c^2}{\epsilon_0 V_c} \right)^{\frac{1}{2}} [a(t) + a^\dagger(t)] \sin(kz). \quad (1.55)$$

A título de generalização consideramos uma polarização qualquer  $\hat{\varepsilon}$ , e  $\mathbf{d} = e \cdot \mathbf{r}$ . Desta forma, o momento de dipolo pode ser apresentado por meio do cálculo da matriz de transição de dipolo,  $p_{i,j} = \langle i | \mathbf{d} \cdot \hat{\varepsilon} | j \rangle$ , sendo  $|i\rangle$  e  $|j\rangle$  dois estados. Sendo assim, para o contexto do ponto quântico, representado por meio de um sistema de dois níveis, no qual  $|g\rangle$  corresponde ao estado fundamental e  $|e\rangle$  o estado excitônico, os únicos elementos não nulos, correspondem aos elementos fora da diagonal, ou seja  $p_{e,g}$  e  $p_{g,e}$ , portanto:

$$H_{int} = - \left( \frac{2\omega_c^2}{\epsilon_0 V_c} \right)^{\frac{1}{2}} \sin(kz) [a(t) + a^\dagger(t)] [p_{g,e} |g\rangle \langle e| + p_{e,g} |e\rangle \langle g|]. \quad (1.56)$$

Definindo  $g = - \left( \frac{2\omega_c^2}{\epsilon_0 V_c} \right)^{\frac{1}{2}} p_{e,g} \frac{\sin(kz)}{\hbar}$ , como a constante real de acoplamento entre o emissor e o campo eletromagnético contido na cavidade, o Hamiltoniano de interação na representação de Heisenberg, pode ser escrito como:

$$H_{int} = \hbar g [a(t) + a^\dagger(t)] [\sigma_-(t) + \sigma_+(t)]. \quad (1.57)$$

O processo de interação radiação-matéria, é representado pelos termos  $a(t)\sigma_+(t)$ ,  $a^\dagger(t)\sigma_-(t)$ ,  $a(t)\sigma_-(t)$  e  $a^\dagger(t)\sigma_+(t)$ . Nesta representação, o termo  $a(t)\sigma_+(t)$ , descreve a transição do estado fundamental do ponto quântico para o estado excitônico aniquilando simultaneamente um fóton do interior da cavidade;  $a^\dagger(t)\sigma_-(t)$  corresponde ao processo inverso, o qual promove a transição do estado excitônico para o estado fundamental mediante a criação de um fóton no interior da cavidade, termos estes comumente conhecidos como termos girantes;  $a(t)\sigma_-(t)$ , proporciona a transição do estado excitônico para o estado fundamental por meio da aniquilação de um fóton no interior da cavidade, por fim,  $a^\dagger(t)\sigma_+(t)$  realiza a transição do estado fundamental do emissor para o estado excitônico com a criação de um fóton, estes termos são denominados de termos contra-girantes. Considerando que os operadores de transição  $\sigma_\pm(t)$  comutam com os operadores,  $a^\dagger(t)$  e  $a(t)$  para um mesmo instante de tempo, é possível escrever os termos de interação como  $\sigma_+(t)a(t)$ ,  $\sigma_-(t)a^\dagger(t)$ ,  $\sigma_-(t)a(t)$  e  $\sigma_+(t)a^\dagger(t)$ . Para uma melhor compreensão, apresentamos o Hamiltoniano (1.57), na representação de Heisenberg, juntamente com suas respectivas dependências temporais.<sup>13</sup>

<sup>13</sup> Evolução temporal dos operadores:

$$\begin{aligned} a(t) &= a e^{i\omega_c t}, \\ a^\dagger(t) &= a^\dagger e^{-i\omega_c t}, \\ \sigma_+(t) &= \sigma_+ e^{-i\omega_x t}, \\ \sigma_-(t) &= \sigma_- e^{i\omega_x t}. \end{aligned}$$



$$H_{int} = \hbar g \left[ \underbrace{\sigma_+ a e^{i(\omega_c - \omega_x)t} + \sigma_- a^\dagger e^{-i(\omega_c - \omega_x)t}}_{\text{Girantes}} \right] + \hbar g \left[ \underbrace{\sigma_- a e^{i(\omega_c + \omega_x)t} + \sigma_+ a^\dagger e^{-i(\omega_c + \omega_x)t}}_{\text{Contra-Girantes}} \right] \quad (1.58)$$

Conforme destacado em 1.58, o Hamiltoniano de interação pode ser desmembrado em dois termos, conhecidos respectivamente como termos *girantes* e *contra-girantes*. Nota-se então, que próximo da condição de ressonância, ou seja  $\omega_x \approx \omega_c$ , os termos contra-girantes oscilam com frequências superiores, quando comparada aos termos girantes, uma vez que a constante de acoplamento  $g$  é consideravelmente menor que as frequências  $\omega_c$  e  $\omega_x$ . Portanto, em média, os termos girantes contribuem de forma significativa com a dinâmica do sistema, de tal forma a promover uma troca periódica de energia entre o emissor e o campo eletromagnético. Em consequência, os elementos do termo contra-girantes podem ser desprezados devido ao fato de oscilarem em frequências demasiadamente superiores a constante de acoplamento  $g$ , o que em média não contribui de forma significativa a dinâmica do sistema. Portanto, por meio da aproximação de ondas girantes ou *Rotation Wave Approximation - RWA*, o Hamiltoniano de interação radiação-matéria para o sistema proposto neste trabalho pode ser exposto da seguinte forma:

$$H_{int} = \hbar g (\sigma_+ a + \sigma_- a^\dagger). \quad (1.59)$$

Em determinadas situações o sistema apresenta processos incoerentes, que afetam a dinâmica, seja por meio da perda de fótons do interior da cavidade devido ao fator de qualidade das superfícies refletoras, seja pelo decaimento espontâneo do ponto quântico, entre outros. De forma geral, é possível verificar o tipo de acoplamento existente entre o emissor e o campo eletromagnético presente, por meio da comparação entre as taxas dos processos incoerentes  $\Gamma$ <sup>14</sup> e a frequência de acoplamento  $g$  (67). Sendo assim, em situações em que  $g \ll \omega_x, \omega_c, \Gamma$ , corresponde a circunstâncias em que os processos incoerentes no sistema são excessivamente superiores a taxa de acoplamento, deste modo, fótons presentes no sistema (ponto quântico-cavidade) são dissipados para o ambiente de forma mais rápida que os processos de recombinação por parte do ponto quântico. Por este motivo o regime é comumente conhecido como acoplamento fraco. Em contra partida, em situações em que  $\Gamma \ll g \ll \omega_x, \omega_c$  a frequência de acoplamento  $g$  domina os processos dissipativos com o ambiente, portanto, o emissor pode absorver e reemitir de

<sup>14</sup> Representado de forma generalizada para todos os processos dissipativos existentes no sistema

forma coerente um certo fóton por algumas vezes antes que o mesmo deixe a cavidade. Em sistemas de pontos quânticos ou átomos inseridos em cavidades ressonantes, onde o regime de acoplamento forte está presente, o modelo de Jaynes-Cummings é plenamente apropriado e consideráveis oscilações de Rabi entre dois autoestados do sistema são comumente verificadas, confirmando a troca de energia entre o emissor e o campo presente (68, 69, 33). Dentro do contexto da óptica quântica, o regime de acoplamento forte apresenta fundamental importância, uma vez que os estados da nanocavidade estão em superposição com os estados do ponto quântico. Portanto o emaranhamento quântico é uma medida que permite verificar o quão estes dois estados estão entrelaçados. Uma das formas de medir o grau de emaranhamento ou pureza entre os estados do ponto quântico com relação aos estados da cavidade é por meio da Entropia Linear (52, 70).

Conforme apresentado, neste trabalho, consideramos o Hamiltoniano Jaynes-Cummings (37) para descrever a interação radiação-matéria, diante da aproximação de RWA.

$$H = \frac{\hbar\omega_x}{2}\sigma_z + \hbar\omega_c a^\dagger a + \hbar g(a\sigma_+ + a^\dagger\sigma_-). \quad (1.60)$$

Para melhor compreender o Hamiltoniano 1.60, consideremos que em determinado instante a cavidade contenha um número  $n$  finito de fótons em seu interior e que neste momento o ponto quântico encontra-se no estado excitado. Diante destas considerações, o estado quântico de acoplamento do sistema por meio da interação entre o ponto quântico no estado excitônico e a cavidade com  $n$  fótons pode ser representado pelo produto tensorial do estado do emissor com o estado da cavidade, representado portanto da seguinte forma:

$$|\Psi_1\rangle = |e, n\rangle. \quad (1.61)$$

Neste sentido, consideramos o emissor como um sistema de dois níveis, acoplado com os modos normais da cavidade. Por meio da transição do estado excitônico do ponto quântico para o estado fundamental, um fóton é criado no interior da cavidade, sendo então o estado do sistema representado neste momento por  $|\Psi_0\rangle = |g, n + 1\rangle$ . Portanto, de forma similar, a transição do estado fundamental para o estado excitônico é regida por meio da eliminação de um fóton do interior da cavidade, sendo então representada por meio do estado 1.61. Diante do exposto, tendo como  $|e, n\rangle$  e  $|g, n + 1\rangle$  uma base completa no espaço de Hilbert, os autovalores do Hamiltoniano 1.60 podem ser descritos

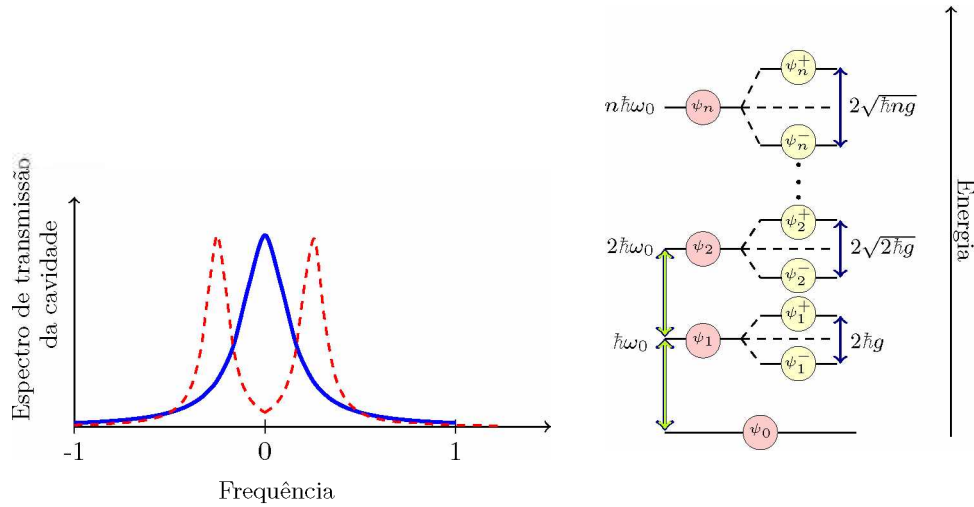


Figura 1.14: *Esquerda* – Representação esquemática do espectro de transmissão do sistema (Emissor+Cavidade) mediante a condição de acoplamento forte gerando o desdobramento dos estados. *Direita* – Representação da Escada de Jaynes-Cummings- (Jaynes-Cummings ladder) a qual descreve energeticamente desdobramento dos estados devido a interação do emissor com a cavidade ressonante, em unidades da constante de acoplamento  $g$ , formando assim os estados de éxciton-poláritons.

por:

$$\omega = \left(n + \frac{1}{2}\right) \omega_c \pm \frac{\sqrt{\delta^2 + 4g^2(n+1)}}{2}, \quad (1.62)$$

em que  $\delta = \omega_x - \omega_c$  corresponde a dessintonia entre a frequência excitônica do ponto quântico com relação a frequência da cavidade,  $\omega$  representa a frequência de excitação do estado de poláritons, estado este regido por meio do acoplamento do estado do emissor com a cavidade. Conforme apresentado na figura 1.14, inicialmente a cavidade apresenta apenas um modo, representado por meio da Lorentziana em azul. No entanto, diante do acoplamento com o emissor, a frequência de excitação do sistema sofre desdobramento energético ou *splitting* (71), representado por meio das curvas tracejadas em vermelho. Os autovetores do sistema acoplado podem ser descritos por:

$$|\Psi_n^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g, n+1\rangle + |e, n\rangle). \quad (1.63)$$

## Bombeio externo coerente

Considerando o sistema anteriormente mencionado, buscando torná-lo mais consistente, o Hamiltoniano de Jaynes-Cummings 1.60 em situações específicas sofrerá acréscimos de bombesios externos, ambos tratados de forma coerente. Por ventura, atuam de forma distinta, enquanto um atua protegendo o estado coerente na cavidade, o outro age na transição excitônica no emissor, em circunstâncias específicas, apenas um dos lasers serão utilizados. Consideramos inicialmente o bombeio externo atuando exclusivamente no ponto quântico. O campo eletromagnético desse pulso pode ser descrito por meio de um campo clássico,

$$\mathbf{E}_{ext}(t) = A_x(t)\cos(\omega_p t)\hat{e}, \quad (1.64)$$

$$(1.65)$$

em que  $\omega_p$  corresponde a frequência do campo elétrico com amplitude  $A_x(t)$ . De forma semelhante ao desenvolvimento apresentado no Hamiltoniano 1.55, por meio da aproximação de dipolo, o Hamiltoniano referente ao pulso externo, pode ser descrito da seguinte forma:

$$H_{px} = (|e\rangle\langle e| + |g\rangle\langle g|)d(|e\rangle\langle e| + |g\rangle\langle g|)\mathbf{E}_{ext}(t). \quad (1.66)$$

Diante da situação em que os únicos elementos de matriz não nulos são  $p_{e,g}$  e  $p_{g,e}$  o Hamiltoniano do pulso externo pode ser representado por:

$$H_{px} = \Omega(t)\cos(\omega_p t) (\sigma_+ + \sigma_-), \quad (1.67)$$

sendo  $\Omega(t) = \frac{|p_{e,g}|A(t)}{\hbar}$  a frequência de oscilação de Rabi. Considerando que a cavidade pode ser excitada por um fraco pulso externo, o Hamiltoniano desta interação pode ser descrito por (37, 72, 73):

$$H_{pc} = J\cos(\omega_j t) (a^\dagger + a). \quad (1.68)$$

Considerando os operadores apresentados em 1.67 e 1.68, na representação de Heisenberg, com auxílio da aproximação de RWA, é possível representá-lo da seguinte forma:

$$H_{px} = \Omega(t) (\sigma_+ e^{-i\omega_p t} + \sigma_- e^{i\omega_p t}). \quad (1.69)$$

$$H_{pc} = J (a^\dagger e^{-i\omega_j t} + a e^{i\omega_j t}). \quad (1.70)$$

Onde  $\omega_p$  e  $\omega_j$  representam as frequências de condução do ponto quântico e da cavidade respectivamente. O Hamiltoniano total utilizado neste trabalho pode ser descrito da

seguinte maneira:

$$H = \underbrace{\frac{\hbar\omega_x}{2}\sigma_z}_{PQ} + \underbrace{\hbar\omega_c a^\dagger a}_{Cavidade} + \underbrace{\hbar g(a\sigma_+ + a^\dagger\sigma_-)}_{Interação PQ-Cavidade} + \underbrace{\frac{\hbar\Omega(t)}{2}(\sigma^+ e^{-i\omega_p t} + \sigma^- e^{i\omega_p t})}_{Bombeio PQ} + \underbrace{J(a^\dagger e^{-i\omega_j t} + a e^{i\omega_j t})}_{Bombeio cavidade}.$$

*Jaynes-Cummings*

(1.71)

Sabe-se que o estudo dos processos incoerentes representam papel fundamental na implementação de processos quânticos, nesse trabalho utilizaremos a Equação Mestra de Lindbla, representada de forma generalizada pela equação 1.72:

$$D(L)\rho = L\rho L^\dagger - \frac{1}{2}(\rho L^\dagger L + L^\dagger L\rho). \quad (1.72)$$

Em que  $L$  representa de forma generalizada, operadores lineares da base do sistema com relação aos espaços de Hilbert definidos, portanto, para o sistema aqui tratado, a equação 1.72 pode ser representada por:

$$\begin{aligned}
 L(\hat{\rho}) &= \frac{\Gamma_x}{2}(2\hat{\sigma}_-\hat{\rho}\hat{\sigma}_+ - \hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-) \\
 &+ \frac{\Gamma_c}{2}(2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}^\dagger\hat{a}) \\
 &+ \frac{\gamma_x^\phi}{2}(2\hat{\sigma}_z\hat{\rho}\hat{\sigma}_z - \hat{\rho}),
 \end{aligned} \quad (1.73)$$

em que,  $\Gamma_x$  e  $\gamma_x^\phi$  representam, respectivamente, a taxa de decaimento espontâneo e a perda de fase relativa do ponto quântico, termo esse, comumente tratado na literatura como *dephasing puro*. Enquanto,  $\Gamma_c$  corresponde a taxa de dissipação de fótons do interior da cavidade. A equação (1.73) pode ser estendida para sistemas mais complexos, como uma molécula no interior de uma nanocavidade ou até mesmo cavidades conectadas (74, 41, 75), considerando os devidos processos dissipativos para cada sistema de estudo. Portanto, na representação de matriz densidade a dinâmica do sistema pode ser determinada por meio da Equação de Liouville-von Neumann acrescida dos processos dissipativos (1.74),

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{\mathcal{H}}, \hat{\rho}] + L(\hat{\rho}). \quad (1.74)$$

## 1.5 Colapso e Ressurgimento

Conforme apresentado, o Hamiltoniano 1.60 pode ser desmembrado no Hamiltoniano livre  $H_0$  e no Hamiltoniano de Interação  $H_{Int}$ .

$$H = H_0 + H_{Int}. \quad (1.75)$$

$$H = \underbrace{\frac{\hbar\omega_x}{2}\sigma_z + \hbar\omega_c a^\dagger a}_{H_0\text{-Hamiltoniano Livre}} + \underbrace{\hbar g(a\sigma_+ + a^\dagger\sigma_-)}_{H_{Int}\text{-Hamiltoniano de Interação}}. \quad (1.76)$$

Desmembrando o Hamiltoniano 1.60 conforme apresentado em 1.75, com auxílio da transformação unitária  $|\psi\rangle = e^{\frac{-iH_0 t}{\hbar}}|\tilde{\psi}\rangle$  a dinâmica do sistema pode ser descrita por intermédio da equação.

$$i\hbar\frac{\partial|\tilde{\psi}\rangle}{\partial t} = \tilde{H}_{int}|\tilde{\psi}\rangle, \quad (1.77)$$

sendo,

$$\tilde{H}_{int} = e^{\frac{iH_0 t}{\hbar}} H_{int} e^{\frac{-iH_0 t}{\hbar}}. \quad (1.78)$$

Por intermédio do Lema de Baker-Hausdorff e considerando as relações de comutação dos operadores de pseudospin existentes em  $H_0$  e  $H_{int}$ , a equação 1.78, torna-se:

$$\tilde{H}_{int} = \hbar g \left( \sigma_+ a e^{i\delta_x t} + \sigma_- a^\dagger e^{-i\delta_x t} \right), \quad (1.79)$$

em que  $\delta_x$  representa a dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico  $\omega_x$  com relação ao modo normal da cavidade  $\omega_c$ , ou seja  $\delta_x = \omega_x - \omega_c$ . Uma vez que os autoestados da base do Hamiltoniano livre de interação configuram uma base completa com relação ao espaço de Hilbert, um estado qualquer do sistema, pode ser descrito por meio de uma combinação linear dos estados da base, ou seja:

$$|\tilde{\psi}\rangle = \sum_{n=0}^{+\infty} [C_{g,n}(t)|g, n\rangle + C_{e,n}(t)|e, n\rangle]. \quad (1.80)$$

De modo geral, a dinâmica do sistema pode ser estabelecida por meio da resolução da equação 1.77 considerando o estado descrito de modo geral por 1.80. No entanto, uma vez que o Hamiltoniano de Interação 1.59 proporciona apenas transições entre estados sucessivos, ou seja,  $|e, n\rangle \longleftrightarrow |g, n+1\rangle$ , podemos desconsiderar os demais estados, de tal forma que a evolução do estado pode ser representado de modo generalizado, por meio das equações acopladas:

$$\dot{C}_{e,n}(t) = -ig\sqrt{n+1}e^{i\delta_x t}C_{g,n+1}. \quad (1.81a)$$

$$\dot{C}_{g,n+1}(t) = -ig\sqrt{n+1}e^{-i\delta_x t}C_{e,n}. \quad (1.81b)$$

Resolvendo o sistema de equações acopladas 1.81b e 1.81a, obtêm-se a equação diferencial de segunda ordem:

$$\ddot{C}_{e,n}(t) = -i\delta_x \dot{C}_{e,n}(t) - g^2(n+1)C_{e,n}, \quad (1.82)$$

Em que,  $C_{e,n} = e^{i\gamma t}$ , representa uma possível solução da equação 1.82, de tal forma que:

$$\gamma = \frac{\delta_x}{2} \pm \frac{\sqrt{\delta_x^2 + 4g^2(n+1)}}{2} = \frac{\delta_x \pm \Omega_n}{2}, \quad (1.83)$$

sendo que,  $\Omega_n = \sqrt{\delta_x^2 + 4g^2(n+1)}$  corresponde a frequência efetiva de Rabi (43), a qual está diretamente relacionada ao número de fótons no interior da cavidade. Considerando como solução geral para  $C_{e,n}$  uma combinação linear<sup>15</sup> de  $\gamma_-$  e  $\gamma_+$ . A inversão de população  $Z(t)$  entre os estados  $C_{e,n}$  e  $C_{g,n+1}$  pode ser expressa por:

$$Z(t) = \sum_n \left[ |C_{e,n}(t)|^2 - |C_{g,n+1}(t)|^2 \right]. \quad (1.84)$$

$$Z(t) = \sum_n p_{n,n} \left[ \frac{\delta^2}{\Omega_n^2} + \left( \frac{4g^2(n+1)}{\Omega_n^2} \right) \cos(\Omega_n t) \right]. \quad (1.85)$$

O campo eletromagnético presente no interior da cavidade, pode ser descrito por meio de um estado coerente de fótons, representados na base dos estados de Fock por:

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{|\alpha|^2}{2}} \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}. \quad (1.86)$$

Em que  $|\alpha|^2 = \langle n \rangle$ , corresponde ao número médio de fótons presentes no interior da cavidade. A amplitude de probabilidade de que existam  $n$  fótons presentes no campo em  $t = 0$  é representada por  $p_{n,n}$ ,

$$p_{n,n}(0) = \frac{\langle n \rangle e^{-\langle n \rangle}}{n!}. \quad (1.87)$$

De forma geral, nota-se por meio da análise da equação 1.85, que o comportamento da inversão de população  $Z(t)$  encontra-se diretamente relacionado ao número de

<sup>15</sup>  $\gamma_- = \frac{\delta_x}{2} - \frac{\sqrt{\delta_x^2 + 4g^2(n+1)}}{2}$ .  
 $\gamma_+ = \frac{\delta_x}{2} + \frac{\sqrt{\delta_x^2 + 4g^2(n+1)}}{2}$ .

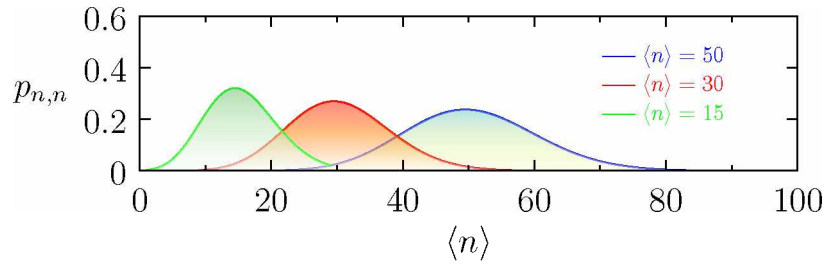


Figura 1.15: Comportamento de  $p_{n,n}$  dado pela equação 1.87, para as condições em que  $\delta_x = \delta_c$ , considerando  $\langle n \rangle = 15$ ,  $\langle n \rangle = 30$  e  $\langle n \rangle = 50$ .

fótons presentes no sistema. Neste sentido, observa-se que para cada valor distinto de  $n$  na equação, uma oscilação de Rabi é verificada, sendo  $p_{n,n}$  o peso de cada valor de  $n$  na equação. A princípio o sistema, encontra-se preparado em determinado estado inicial, no entanto com o decorrer do tempo as oscilações tornam-se moduladas ao produto de  $\Omega_n t$ . O que em determinados instantes, convertem para valores múltiplos de  $\frac{\pi}{2}$  levando as oscilações a zero. Em contra partida, em momentos em que esse produto for múltiplo de  $\pi$ , as oscilações tornam-se a revigorar, confirmando assim o comportamento de colapso e ressurgimento na inversão de população do sistema.

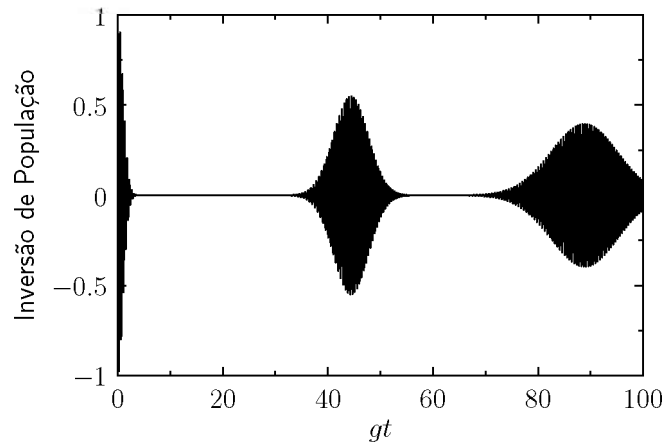


Figura 1.16: Comportamento característico de colapso e ressurgimento em condições de perfeita ressonância entre o ponto quântico e a cavidade, ou seja:  $\delta_x = \delta_c$ .



## 2 Ponto quântico em cavidade ressonante.

### 2.1 Na ausência de processos decoerentes

Neste capítulo, apresentamos o estudo da dinâmica da inversão de população, colapso e ressurgimento, entropia de von Neumann dentre outros. Utilizamos como sistema de estudo, um ponto quântico inserido em uma cavidade ressonante na presença de um bombeio externo. O Hamiltoniano corresponde ao apresentado em 2.3 acrescido de duas excitações externas: um laser pulsado  $\Omega(t)$  e um laser contínuo  $J$ , sendo o primeiro responsável por realizar as transições do estado fundamental para o estado excitônico e vice-versa, enquanto o segundo pulso de baixa intensidade é responsável por criar e aniquilar fótons no interior da cavidade.

Inicialmente realizamos um estudo da dinâmica da inversão de população do sistema alterando a dessintonia entre o ponto quântico e a cavidade ( $\delta_x$ ). Parametrizamos todos os resultados com relação ao valor da constante de acoplamento  $g$  o que colabora com a conversão necessária destes resultados para situações realísticas de laboratório. O sistema encontra-se preparado no estado  $|\psi(0)\rangle = |0, 25\rangle$  diante da condição em que  $\delta_c$  corresponde a  $-20g$ . Variando a dessintonia  $\delta_x$  em intervalos de  $0.5g$ , conforme apresentado na Figura 2.1, partindo da condição em que  $\delta_x = -23.5g$ , observa-se que a máxima inversão de população do sistema ocorre diante da condição em que  $\delta_x = -19g$  para um valor próximo a  $Z \approx -0.67$ . Tendo em vista a possibilidade do controle desse comportamento por intermédio de um bombeio externo, para isso analisamos a ocupação média dos estados excitônicos  $\overline{P}_1$  do sistema em função das dessintonias  $\delta_x$  e  $\delta_c$ . De modo geral, em sistemas de cristais fotônicos em condições de acoplamento forte,  $\hbar g$  é da ordem de  $0.1 \text{ meV}$  (76). O cálculo da média ocupacional pode ser definida da seguinte forma:

$$\overline{P}_{i,n} = \int_{t_i}^{t_f} \frac{P_{i,n}(t) dt}{t_f - t_i}. \quad (2.1)$$

Uma vez que  $P_{i,n}(t)$  descreve a amplitude de probabilidade do estado  $|i, n\rangle$ . Portanto, a contribuição de todos os estados é representada por meio da soma da média ocupacional destes  $i$  estados com relação aos estados de fótons, ou seja:

$$\overline{P}_i = \sum_n \overline{P}_{i,n}. \quad (2.2)$$

A figura 2.2 apresenta a soma da média ocupacional dos estados excitônicos, consi-

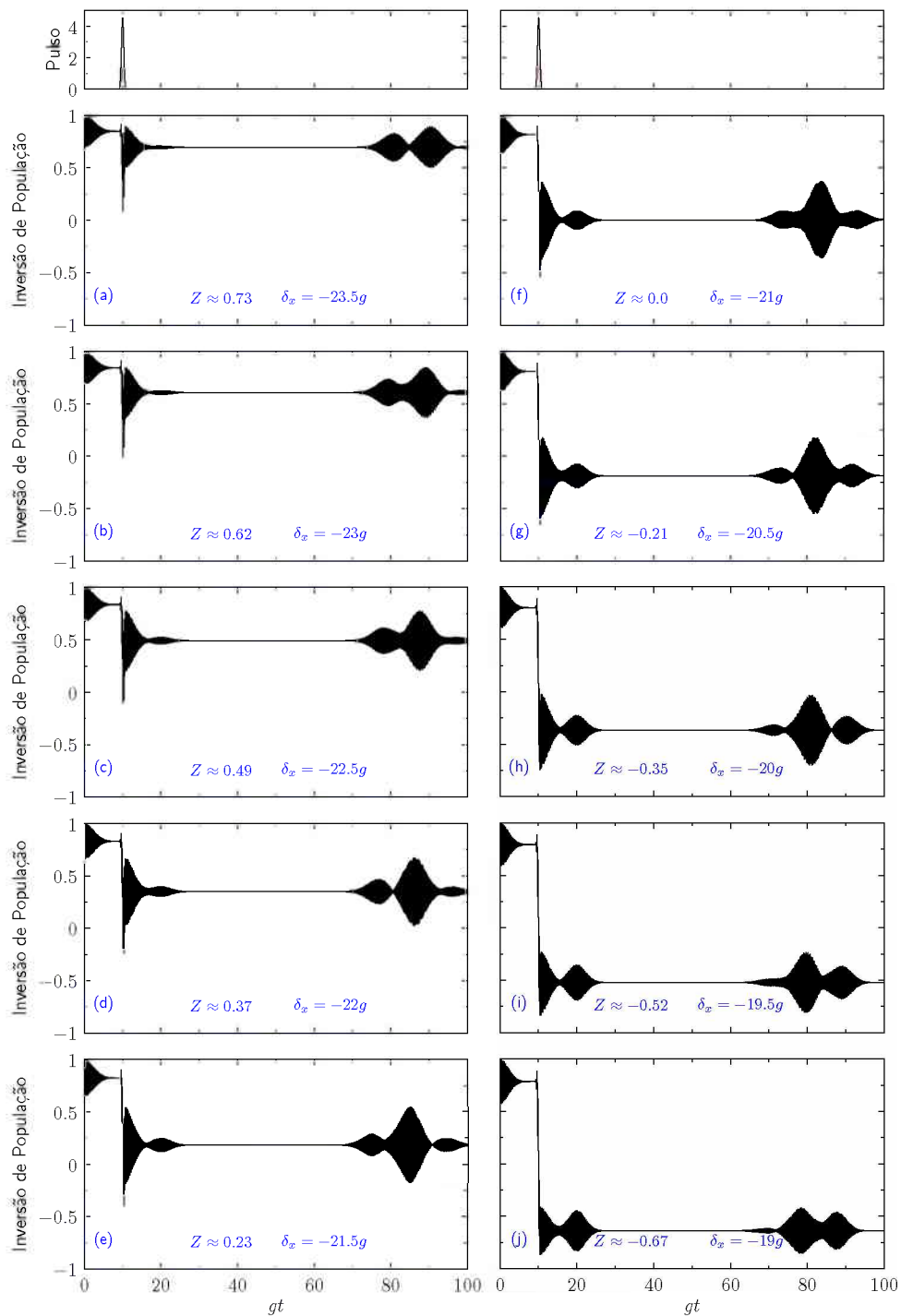


Figura 2.1: Estudo da inversão de população do sistema em função do tempo  $gt$ , considerando o ponto quântico inicialmente no estado fundamental e a cavidade contendo um número médio de 25 fótons em seu interior. Observa-se que após a interação com um pulso centrado em  $gt = 10$  e com duração de  $0.7gt$  e na condição em que  $\delta_x = -19g$  ocorre a máxima inversão de população média  $\langle Z \rangle = -0.67$ .

derando que previamente o sistema encontra-se no estado  $|\psi\rangle = |0, \alpha\rangle$ , em que  $|\alpha\rangle$  representa o estado coerente de fótons no interior da cavidade, regido pela equação 1.86. Nesse sentido, a figura 2.2 apresenta a soma de todos os estados excitados por meio de um laser constante com intensidade  $\Omega = 2g$ . Com auxílio da barra de cores é possível extrair informações, tais que, regiões mais claras da figura correspondem a configurações de dessintonias em que a soma generalizada dos estados excitônicos é baixa. Em oposição, regiões com tonalidades azul escuro representam configurações energéticas que propiciam a ocupação do estado excitônico. Observando ao longo de  $\delta_c = -20g$  (linha tracejada em vermelho), observa-se a existência de domínios ao longo de  $\delta_x$  em que a soma da média ocupacional dos estados excitônicos se torna mais acentuada, o que pode ser melhor visualizado por meio do painel superior da figura 2.2, a qual apresenta tanto a soma da ocupação dos estados excitônicos  $\overline{P}_1$ , quanto a soma da ocupação dos estados fundamentais  $\overline{P}_0$ . Por conseguinte, nota-se que para a configuração em que  $\delta_c = -20g$  (com exceção da condição de ressonância entre os subsistemas), a melhor dessintonia entre o ponto quântico e a cavidade que propicia a máxima inversão de população para o sistema, corresponde a  $\delta_x = -18g$ , conforme destacado por meio do linha tracejada em cinza. Consequentemente, a configuração energética em que  $\delta_c = -20g$  e  $\delta_x = -18g$  será utilizada para o estudo deste sistema com o intuito de obter um melhor acesso a troca de informação entre o estado excitado e o estado fundamental. Assim, com o objetivo de obter um controle fino e preciso da dinâmica, realizamos uma análise considerando um pulso gaussiano com duração de  $0.7/g$ , o que para sistemas de estado sólido correspondem a pulsos da ordem de  $5ps$  (77), centrado em  $10/g$ . Utilizando então a configuração obtida na Figura 2.2, examinamos o vínculo entre a inversão de população com relação a área do pulso incidente ( $\Theta$ ), a qual é definida da seguinte forma  $\Theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega(t)dt$ . Portanto, definindo  $\langle Z \rangle$  como a Média da Inversão de População logo após a interação do sistema com o pulso, conforme descrito anteriormente, a Figura 2.3-(a) apresenta o comportamento da inversão de população média em função da área do pulso. Observa-se que para um pulso conforme descrito anteriormente, a máxima inversão de população é constatada para um pulso de área de aproximadamente igual a  $\Theta \approx 1.07\pi$  e  $\Theta \approx 3.3\pi$ . No entanto, nota-se também, por meio da figura 2.3 -(a) que um acréscimo gradativo da área do pulso, acarreta efeitos não lineares, uma vez que esse aumento encontra-se relacionado com a intensidade do pulso, conforme pode ser observado para condições em que  $\Theta > 4\pi$ . Com o intuito de constatar o comportamento apresentado na figura 2.3 -(a), calculamos o comportamento de  $\langle Z \rangle$  em função da dessintonia entre o pulso e a cavidade ( $\delta_c$ ), em unidades da constante de acoplamento  $g$ . Conforme apresentado na figura 2.3 -(b) o valor de  $\langle Z \rangle$  modifica-se consideravelmente nas proximidades de

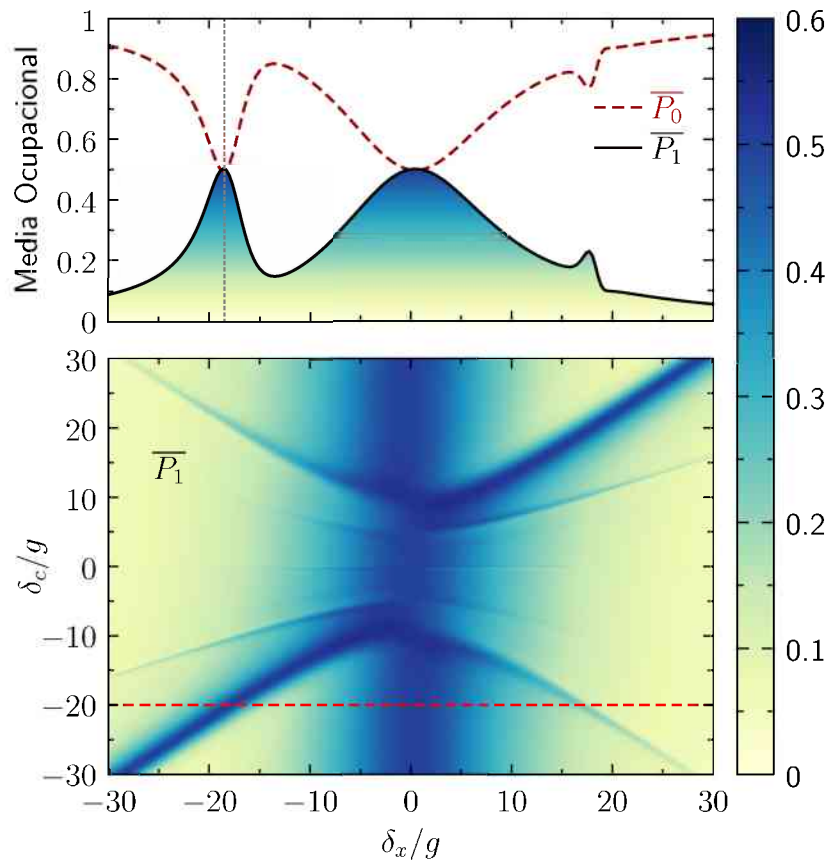


Figura 2.2: Painel Inferior: Média ocupacional dos estados excitônicos,  $\overline{P}_1$ , considerando o sistema previamente preparado no estado  $|\Psi(t)\rangle = |0, \alpha\rangle$ , na presença de um campo de excitação constante  $\Omega = 2g$  em função das dessintonias  $\delta_x$  e  $\delta_c$ . Regiões escuras correspondem a configurações energéticas que propiciam o estado de éxciton no qubit, em contrapartida, regiões claras na figura representam configurações específicas com relação as dessintonias nas quais o qubit encontra-se no estado fundamental, o que pode ser melhor interpretado com auxílio da barra de cores. A Linha tracejada em vermelho ilustra a condição em que  $\delta_c = -20g$  condição esta, detalhada no painel superior da figura. Nota-se por meio da linha tracejada em cinza, que a dessintonia  $\delta_x = -18g$ , representa a melhor condição de inversão de população do sistema (2).

$\delta_c = -20g$ . Observa-se então de forma mais precisa, que os valores de  $\langle Z \rangle$  sofrem uma queda acentuada em  $\delta_c = -20.6g$ . Neste sentido, de forma mais precisa,  $\delta_c = -20.6g$  corresponde ao valor que maximiza a inversão, no entanto, conforme verificado na figura, valores próximos, da ordem de  $\pm 5\delta_c/g$  também modificam de forma menos acentuada a inversão de população com relação a  $\delta_c$ , existindo assim um intervalo com relação a  $\delta_c$  que possibilita a inversão de população. Resultado este que corrobora à análise referente a média ocupacional apresenta na Figura 2.2. Portanto, por meio dos resultados apresentados, é possível certificar que uma vez determinado o valor adequado de  $\delta_c$ , por

intermédio de um pulso externo com características específicas é possível de certa forma confinar a população. Considerando que o sistema aqui proposto possa ser interpretado como um qubit, tendo em vista que o mesmo pode ser tratado de forma legítima por meio de um vetor de estado, o qual corresponde a uma combinação linear dos estados do sub-sistemas. Por meio dos resultados apresentados é possível portanto dispor de um controle da população do sistema mediante um pulso externo de características singulares por meio do qual é factível realizar o aprisionamento da dinâmica do sistema ou *self-trapping* (78). Investigamos o comportamento da dinâmica da inversão de população integrado ao estudo do emaranhamento dos subsistemas mediante a Entropia de von Neumann por intermédio da representação dinâmica na Esfera de Poincaré.<sup>1</sup> Para compreender

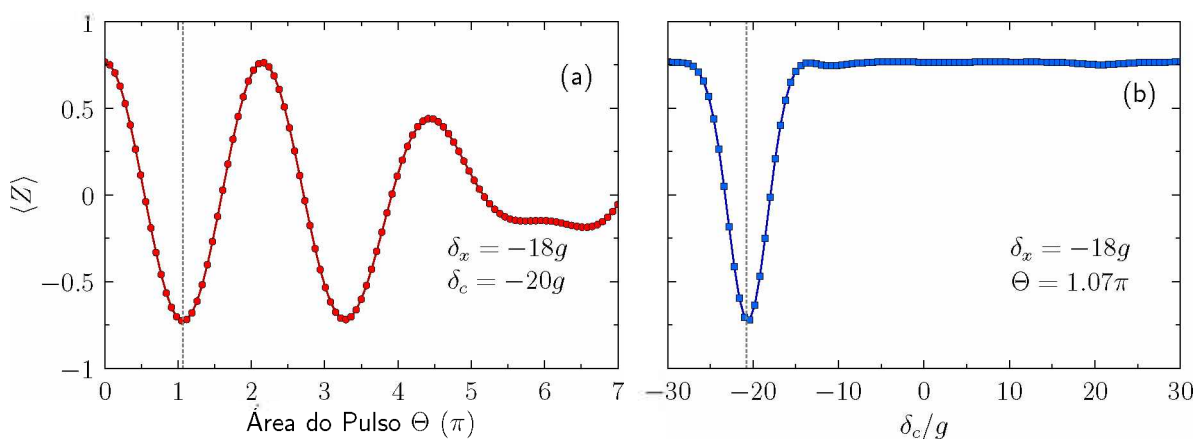


Figura 2.3: (a) Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  em função da área do pulso gaussiano  $\Theta$  para o caso que  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$ . (b) Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  considerando um pulso de área  $\Theta = 1,07\pi$  para os mesmos parâmetros de dessintonias  $\delta_x$  e  $\delta_c$  apresentados em (a), (2).

de forma efetiva o controle da inversão de população devido a ação dos pulsos gaussianos, estudamos o comportamento do sistema diante de três condições: na ausência dos pulsos, mediante ação de um único pulso e por fim diante da ação de duas sequências distintas de três pulsos. Consideramos que o sistema encontra-se na situação de ressonância,  $\delta_x = \delta_c$ , e que contenha um número médio de 25 fótons presentes no interior da cavidade, distribuídos em um estado coerente, regido por 1.86. Conforme apresentado na figura 2.4 por meio da esfera de Poincaré é possível identificar a dinâmica do qubit ao longo do tempo. Com auxílio da barra de cores, a qual associa a evolução temporal do estado com o espectro de cores. Observa-se que inicialmente o qubit encontra-se no

<sup>1</sup> Para melhor compreensão da dinâmica do qubit, utilizamos a representação da esfera de Poincaré, um análogo da representação da esfera de Bloch para estados mistos(79), consideravelmente utilizada no contexto da eletrodinâmica quântica de cavidades (80).

estado fundamental (estado este representado pelo polo norte da esfera) e então em um curto espaço de tempo ( $gt < 20$ ), realiza diversas rotações ao redor do eixo X confinado no plano YZ ( $X=0$ ) evidenciando assim, que na situação de completa ressonância a fase relativa é nula, ou seja  $\varphi = \frac{\pi}{2}$ . Sendo assim, é possível confinar os estados do qubit no plano YZ, considerando o sistema em perfeita ressonância. Observa-se que em  $gt = 0$ , o

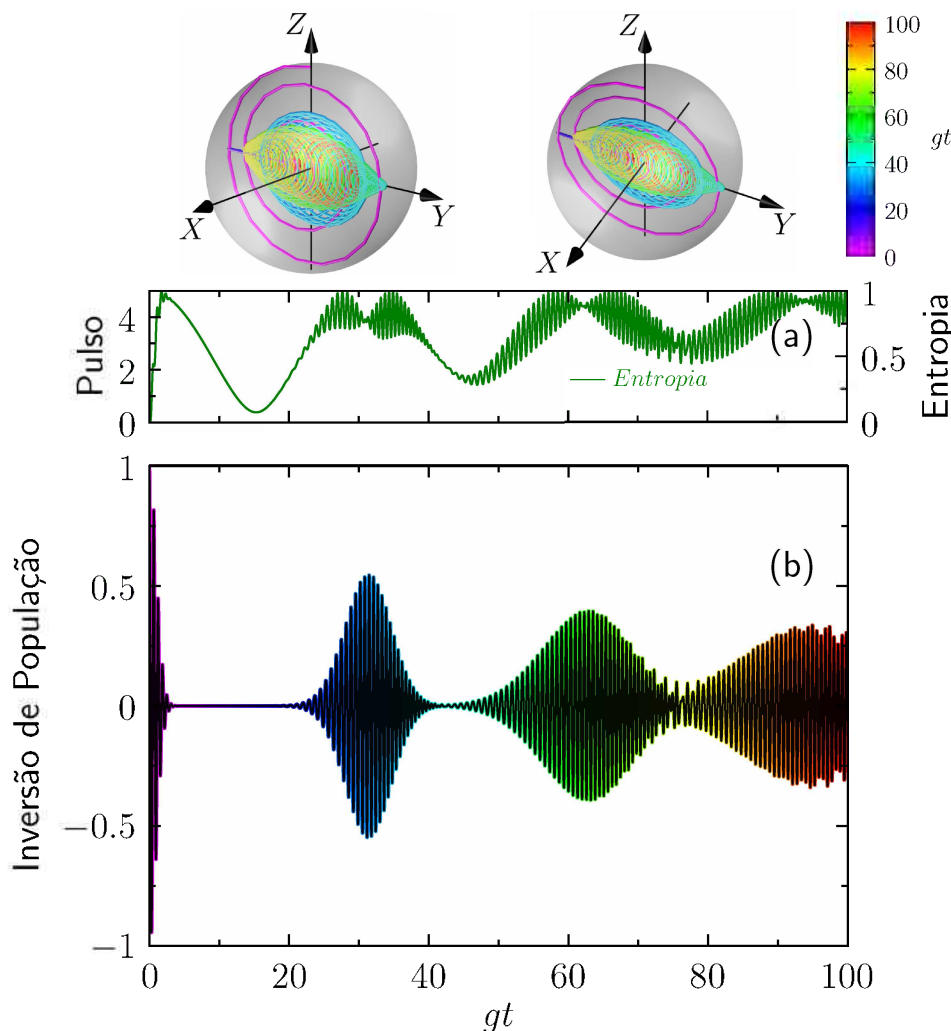


Figura 2.4: Dinâmica do qubit na ausência de pulsos gaussianos. Sistema previamente preparado diante da condição de perfeita ressonância entre os subsistemas:  $\delta_x = \delta_c$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumann como medida de emaranhamento entre os subsistemas. (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a barra de cores temporal (2).

qubit encontra-se no estado puro ( $S = 0$ ), conforme evidenciado na Figura 2.4-(a). No entanto, com o decorrer do tempo, o emaranhamento entre os subsistemas sofre oscila-



ções, apresentando valor mínimo nas mediações de  $gt = 15$ , associado ao ressurgimento da inversão de população. Nota-se que o valor da entropia do sistema torna-se acentuada próximo de  $25 < gt < 40$  e  $55 < gt < 65$ , correspondendo a regiões de maior grau de emaranhamento, regiões representadas com as tonalidades de azul e verde com relação a dinâmica apresentada na esfera de Poincaré. Comportamento este verificado de forma periódica ao longo da dinâmica do sistema, com destaques para situações em que o emaranhamento entre os subsistemas é máximo, ou seja  $S \approx 1$ .

Estudar o comportamento do sistema em situações nas quais os subsistemas encontram-se minimamente fora da condição de ressonância é de extrema importância, haja visto, que na maioria das situações realísticas, após o processo de fabricação de sistemas de ponto quânticos em cristais fotônicos, dificilmente estes encontram-se em perfeita ressonância. Portanto, o estudo do comportamento do sistema em condições não-ressonantes se faz necessário considerando sua aplicabilidade no contexto científico atual. A Figura 2.5 corresponde a configuração inicial apresentada em 2.4 (utilizada na descrição do sistema em condições de ressonância) com exceção de  $\delta_x = -18g$ , o que corresponde a dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico e a frequência vibracional do modo da cavidade, proporcionando uma melhor inversão de população para o sistema, conforme explicitado anteriormente e apresentado na Figura 2.2. Sendo assim, a Figura 2.5 apresenta a situação em que a inversão de população não exibe oscilação entre os estados  $|0\rangle$  e  $|1\rangle$  do qubit. No entanto, o comportamento de colapso e ressurgimento encontra-se presente, com valor médio  $\langle Z \rangle \approx 0.75$ . Este fenômeno é conhecido na literatura como aprisionamento de estado, ou *self-trapping/population trapping* (81, 82). Esse comportamento torna-se mais evidente quando analisado na representação da esfera de Poincaré. Haja visto que o sistema misto é representado por meio de um vetor de estado (conforme analisado na Figura 1.3). O fenômeno *self-trapping* (78) corresponde a um confinamento de toda a dinâmica da população do sistema em uma região específica da esfera, limitando as rotações deste vetor de estado há apenas um hemisfério<sup>2</sup> ou determinada região, realizando uma série de rotações ao redor do eixo Z, conforme apresentado na Figura 2.5.

Considerando o estado de qubit regido por 1.33, uma alteração no valor da fase relativa  $\varphi$  representa uma mudança do ângulo azimutal na esfera. Sendo assim, ao retirar da condição de total ressonância a fase relativa apresenta valor não nulo e oscila no intervalo de 0 a  $2\pi$ . Nota-se também que diante da dinâmica observada na Figura 2.5-(a) a medida de emaranhamento entre os subsistemas (aferida por meio da entro-

<sup>2</sup> No caso apresentado, hemisfério Norte.

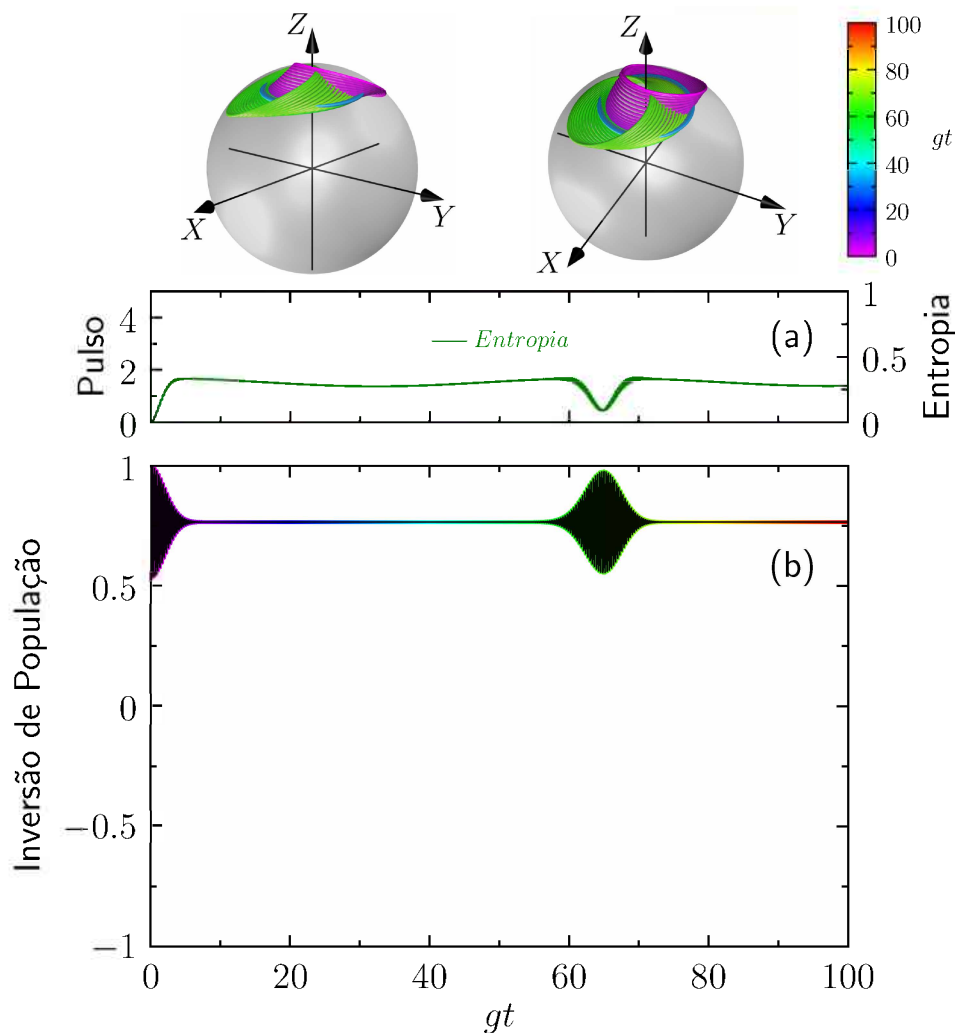


Figura 2.5: Dinâmica do qubit na ausência de pulsos gaussianos. Sistema previamente preparado, considerando  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = 0$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumann como medida de emaranhamento entre os subsistemas. Observa-se que inicialmente o sistema é puro, no entanto, ao longo da dinâmica o emaranhamento entre os subsistema sofre um aumento assintótico, próximo a 0.25. Nota-se um declive no emaranhamento  $gt \approx 65$  vinculado a situação de ressurgimento da inversão de população. (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a a barra de cores temporal. Destaque para o aprisionamento da dinâmica do qubit na região representada no polo superior da esfera de Poincaré (2).

pia de von Neumann) apresenta certa estabilização assintótica em valores próximos de  $S \approx 0.3$ . Observa-se com destaque, que próximo ao valor de  $gt = 65$  há um processo em que a medida de emaranhamento do sistema diminui, associado ao retorno do padrão de ressurgimento da inversão de população, conforme bem analisado por (83). Desta forma,



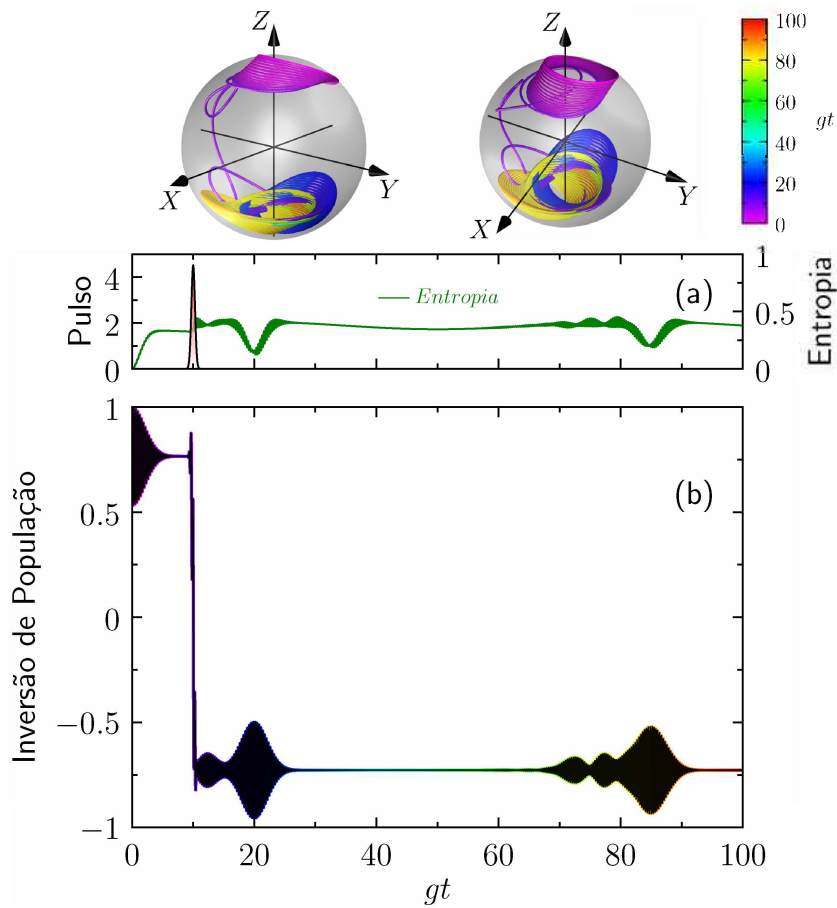


Figura 2.6: Dinâmica do qubit na presença de um pulso gaussiano, centrado em  $gt = 10$ , com duração de  $0.7gt$ . Sistema previamente preparado diante da condição em que  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumann como medida de emaranhamento entre os subsistemas. (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . Observa-se a inversão de população do sistema para regiões próximas a  $-0.75$  após a ação do pulso gaussiano. A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionada a barra de cores temporal.

o processo de *self-trapping* preserva de modo considerável um baixo valor de emaranhamento do qubit. Conhecendo os aspectos básicos do comportamento do qubit adjunto das configurações energéticas de dessintonias que propiciam um melhor controle mediante a ação do pulso externo, temos ingredientes suficientes para explorar com maior rigor a interação ponto quântico-cavidade. Portanto, com o intuito de corroborar com os resultados até então apresentados, acrescentamos inicialmente ao sistema um pulso externo, com duração aproximada de  $t_p \approx 0.7g$  e área de  $\Theta = 1.07\pi$ . Buscando compreender o mecanismo de interação radiação-matéria de forma mais consistente, utilizamos a melhor configuração de controle,  $\delta_c = -20.6g$  e  $\delta_x = -18g$ , considerando que o ponto quântico

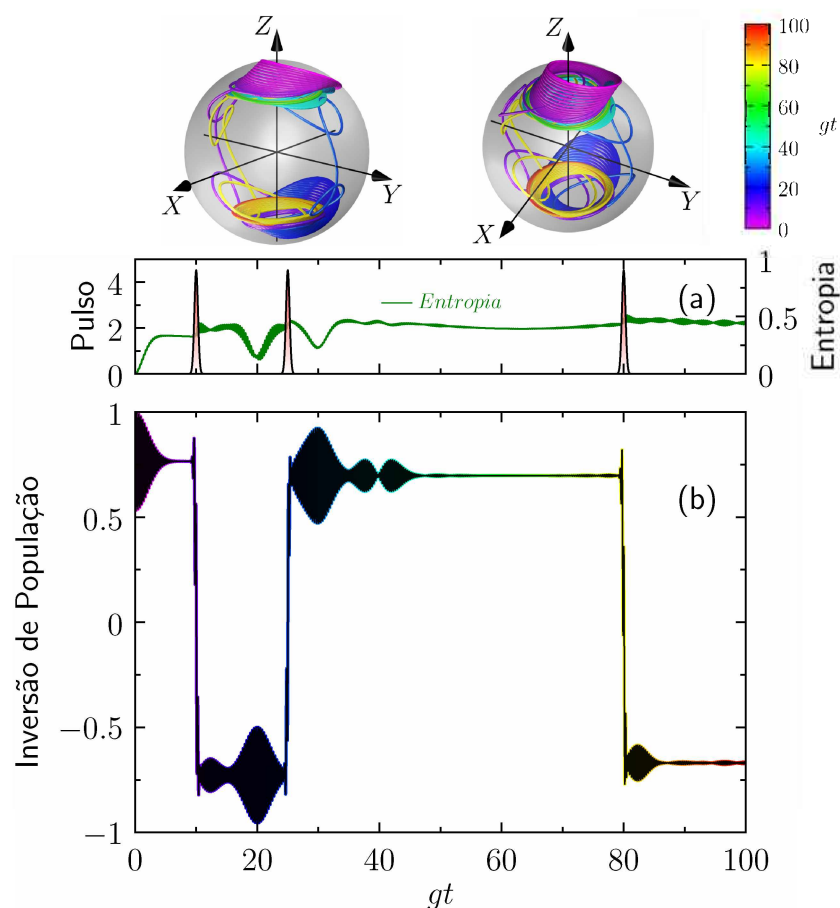


Figura 2.7: Dinâmica do qubit na presença de três pulsos gaussianos, centrados respectivamente em  $gt = 10, gt = 25$  e  $gt = 80$  com duração de  $0.7gt$ . Sistema previamente preparado diante da condição em que  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6x$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumann como medida de emaranhamento entre os subsistemas. (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . Nota-se um considerável controle da inversão de população do sistema mediante a ação dos pulsos gaussianos, valores próximos a  $\pm 0.75$  após a ação de cada pulso. A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a barra de cores temporal.

encontra-se inicialmente em seu estado fundamental e a cavidade contém um número fixo de 25 fótons em seu interior em uma distribuição coerente. Analisamos o comportamento de controle da inversão de população mediante a atuação deste pulso e quais suas principais consequências com relação ao emaranhamento entre os subsistemas, por fim analisamos a dinâmica do qubit por meio da esfera de Poincaré. Por meio da Figura 2.6, observa-se que inicialmente o qubit encontra-se aprisionado com oscilação ao redor de  $\langle Z \rangle \approx 0.75$ . No entanto, no instante  $gt = 10$  o pulso externo atua no sistema invertendo a dinâmica do qubit para o polo sul da esfera, de modo que um novo padrão de oscilações

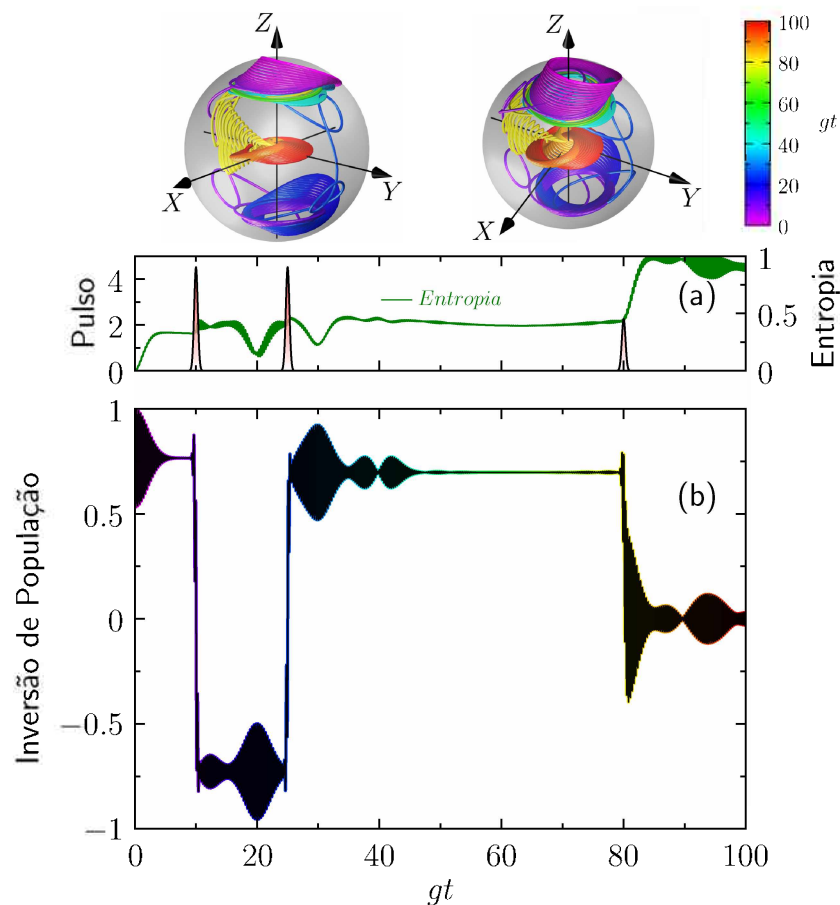


Figura 2.8: Dinâmica do qubit na presença de três pulsos gaussianos, centrados respectivamente em  $gt = 10$ ,  $gt = 25$  e  $gt = 80$  com duração de  $0.7gt$  e áreas respectivamente iguais a  $\Theta_1 = 1.07\pi$ ,  $\Theta_2 = 1.07\pi$  e  $\Theta_3 = 1.07\pi/2$ . Sistema previamente preparado no estado  $|\psi\rangle = |0, 25\rangle$  diante da condição em que  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$ . (a) Ilustra a evolução temporal da entropia de von Neumann como medida de emaranhamento entre os subsistemas. Destaque para o aumento do emaranhamento do sistema após a interação com o pulso de área  $\Theta_3 = 1.07\pi/2$ . (b) Dinâmica da inversão de população e comportamento de colapso e ressurgimento do sistema em função da unidade de tempo  $gt$ . Nota-se um considerável controle da inversão de população do sistema mediante a ação dos pulsos gaussianos, destaque para o controle da inversão de população após a ação do terceiro pulso, levando o sistema para a região equatorial da esfera de Poincaré. A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a barra de cores temporal.

de colapso e ressurgimento se inicia, no entanto, mantendo-se a população aprisionada nas proximidades de  $\langle Z \rangle \approx -0.73$ . Em termos do vetor de estado, representado na esfera de Poincaré, o pulso altera a dinâmica do sistema invertendo-a do polo norte da esfera para o polo sul, como pode ser analisado associando a dinâmica na representação da esfera de Poincaré com o invólucro de cores na dinâmica da inversão de população por

intermédio da barra de cores cronológica. Com o objetivo de compreender de forma mais

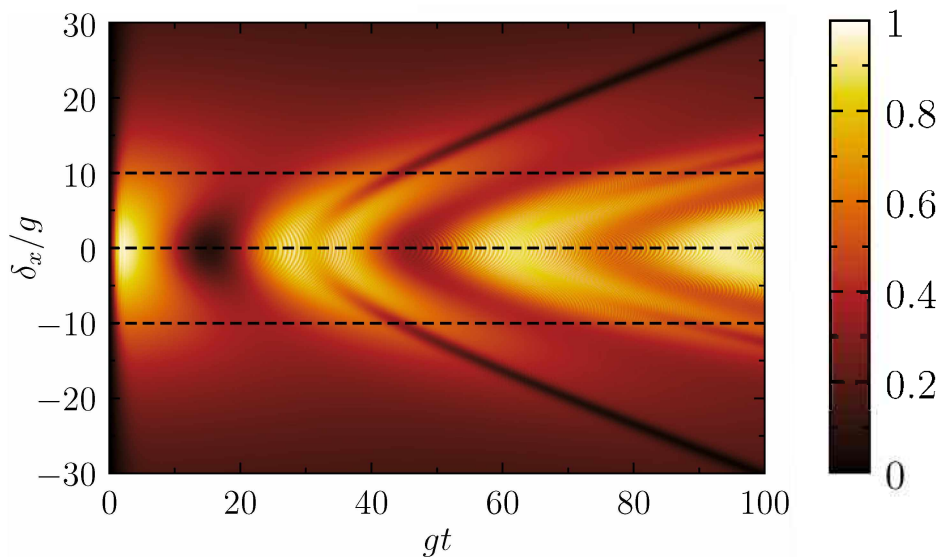


Figura 2.9: Dinâmica da Entropia de Von Neumann em função da dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico e a frequência da cavidade,  $\delta_x$ . Considerando que o sistema encontra-se preparado em perfeita ressonância. Observa-se que o emaranhamento entre o ponto quântico e a cavidade apresenta uma ordem de grandeza de  $\delta_x = \pm 10g$ .

precisa a escala temporal apresentada na esfera, utilizamos a mesma escala de cor ao entorno do gráfico da inversão de população, garantindo assim uma melhor visualização da escala temporal compartilhada. Conforme verificado, um pulso com as características aqui descritas possui a capacidade de excitar a população que inicialmente encontrava-se no estado fundamental, observa-se que a presença do pulso no sistema, altera de forma discreta o grau de emaranhamento entre os subsistemas com relação àquele observado na Figura 2.5-(a) garantindo neste caso valores abaixo de 0.5. Em vista disso, com o intuito de corroborar com a possibilidade de controle apresentada por meio da interação do sistema com um único pulso, acrescentamos à dinâmica a presença de mais dois pulsos de curta duração. Na Figura 2.7 é possível deter o controle do aprisionamento da população por meio de sucessivos pulsos com área de  $\Theta = 1.07\pi$  e duração  $t_p \approx 0.7g$ . Semelhantemente ao caso apresentado na Figura 2.7 o primeiro pulso encontra-se centrado em  $t_1 = 10/g$  e realiza a primeira inversão de população, enquanto o segundo e o terceiro pulsos situam-se em  $t_2 = 25/g$  e  $t_3 = 80/g$  respectivamente, conforme apresentado na Figura 2.7-(a). No entanto, nota-se que sucessivamente após a interação de cada pulso, o valor absoluto da inversão de população torna-se ligeiramente inferior ao precedente, dispondo respectivamente a valores de  $\langle Z \rangle \approx 0.72$  e  $\langle Z \rangle \approx -0.70$  após a interação do

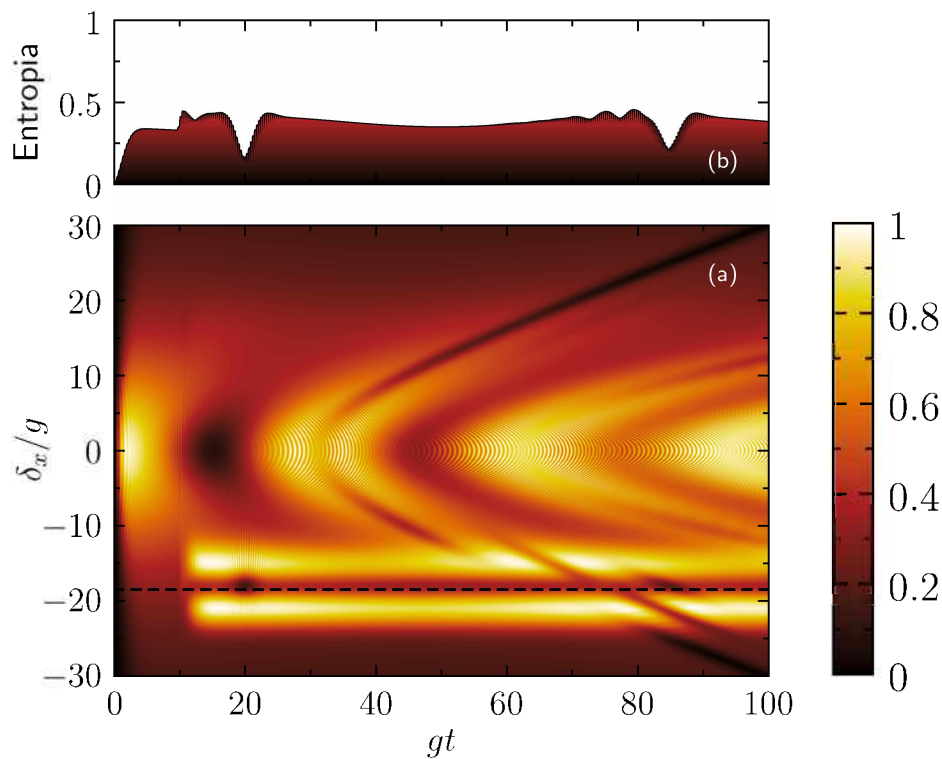


Figura 2.10: Dinâmica da Entropia de Von Neumann em função da dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico e a frequência da cavidade,  $\delta_x$ . Considerando que inicialmente o sistema encontra-se configurado em  $\delta_x = -18.5g$  e  $\delta_c = -20.0g$ . Observa-se que na presença de um pulso temporalmente centrado em  $gt = 10$  com duração de  $0.7g$  surge duas regiões simétricas as quais apresentam máximo grau de emaranhamento entre o ponto quântico e cavidade. Nota-se que o gráfico apresentado no painel superior, corresponde a um corte específico em  $\delta_x = -18g$  representado pela linha tracejada em (a)

segundo e terceiro pulsos. Assim, com relação a evolução temporal do vetor de estado na representação da esfera, nota-se que o estado do qubit encontra-se inicialmente no hemisfério Norte, o que corresponde ao estado fundamental do sistema, e após a interação com o primeiro pulso, a população é invertida, em acordo com a representação da dinâmica no hemisfério sul da esfera. De modo similar, a interação com os demais pulsos inverte a população, de tal forma que ao final da dinâmica o qubit encontra-se no hemisfério Sul da esfera, o que corresponde ao estado excitado do sistema. Verifica-se também, que a dinâmica do emaranhamento dos subsistemas preserva a característica similar aos de casos previamente analisados, relacionado a queda no emaranhamento do sistema diante a manifestação de um novo padrão de ressurgimento. Vale ressaltar, que após a interação de cada pulso com o sistema, o emaranhamento do sistema sofre um pequeno aumento, no entanto, não ultrapassando o valor de 0.5. Investigando o controle do qubit, utiliza-

mos a mesma sequência de pulsos apresentados na Figura 2.7, com exceção do último, centrado  $t_3 = 80/g$ , que nesta situação apresenta área igual  $\Theta_3 = 1.07\pi/2$ . Mantendo os demais parâmetros inalterados, a Figura 2.8 evidencia um comportamento análogo aos anteriores com ressalva para tempos posterior a atuação do terceiro pulso, ou seja  $80/g$ . Observa-se que ação do terceiro pulso modifica a dinâmica do sistema de forma semelhante ao caso ressonante apresentado na Figura 2.4, de tal forma que a inversão de população oscila em regiões próximas a  $\langle Z \rangle \approx 0$ , correspondendo as proximidades do equador na esfera de Poincaré. Após a ação do terceiro pulso, verifica-se que a entropia do sistema apresenta valores  $S \approx 1.0$ , representando um alto grau de emaranhamento entre os subsistemas. No entanto, nota-se que diante da situação descrita, devido a dessintonia existente entre os subsistemas, a fase relativa não apresenta valor nulo conforme evidenciado na Figura 2.4.

Buscando compreender o comportamento do emaranhamento dos subsistemas de uma forma mais ampla, analisamos a dinâmica da Entropia de von Neumann tanto com relação as dessintonias  $\delta_x$  e  $\delta_c$  quanto com relação a área do bombeio externo  $\Theta$ . Portanto, considerando o sistema preparado no estado  $|0, \alpha\rangle$  em que  $\langle \alpha \rangle = 25$ , analisamos o emaranhamento dos subsistemas com relação a dessintonia  $\delta_x$  na ausência de pulsos externo. Sendo assim, observa-se que em condições nas quais somente há interação entre o ponto quântico e a cavidade, ou seja, o sistema comumente conhecido como Jaynes-Cummings, o grau de emaranhamento entre os subsistemas atinge valores máximos na região de perfeita ressonância, conforme apresentado na Figura 2.9. No entanto, esta interação se desvanece conforme os valores  $\delta_x$  deslocam-se para regiões afastadas da condição ressonante ( $\delta_x = 0$ ), apresentando um determinado intervalo, compreendido entre  $-10/g < \delta_x < 10/g$ , no qual o emaranhamento entre os subsistemas possui valores da ordem de até 50%, como pode ser observado por meio das Figura 2.9. Observa-se também que esse grau de emaranhamento entre os subsistemas se mantém ao longo de toda a dinâmica, uma vez que processos dissipativos não estão presentes. Acrescentamos ao cálculo da dinâmica da entropia em função da dessintonia  $\delta_x$  o bombeio externo atuando exclusivamente no ponto quântico, centrado em  $t = 10/g$  com duração de  $0.7g$  e área de  $\Theta = 1.07\pi$ , considerando que inicialmente a dessintonia entre a cavidade e o bombeio seja  $\delta_c = -20.6g$ . Observa-se que a presença desse pulso externo cria uma região que maximiza o emaranhamento entre os subsistemas exatamente nas proximidades de  $-17.5 < \delta_x < -23g$ , como pode ser observado por intermédio da Figura 2.10-(a). Analisando a relação entre o emaranhamento dos subsistemas com a variação de  $\delta_c$ , observa-se que a presença do pulso externo no sistema provoca um aumento local do



emaranhamento entre os subsistemas conforme apresentado na figura 2.10. No entanto, situação tanto quanto notável, é que a ação do pulso no sistema cria duas regiões de intenso emaranhamento entre os subsistemas, regiões estas energeticamente separadas por aproximadamente  $2\sqrt{n}/g$ , conforme pode ser observado na Figura 2.11. Diante da situação apresentada na Figura 2.11, o sistema possui um número médio de 25 fótons no interior da cavidade, e observa-se um desdobramento de  $10/g$  entre as regiões de maior emaranhamento (representadas por meio das regiões com tonalidades amarela), apresentando portanto certo vínculo com a escada de Jaynes-Cumming (84, 85) em que o desdobramento dos níveis estão relacionados ao número de fótons presentes no sistema.

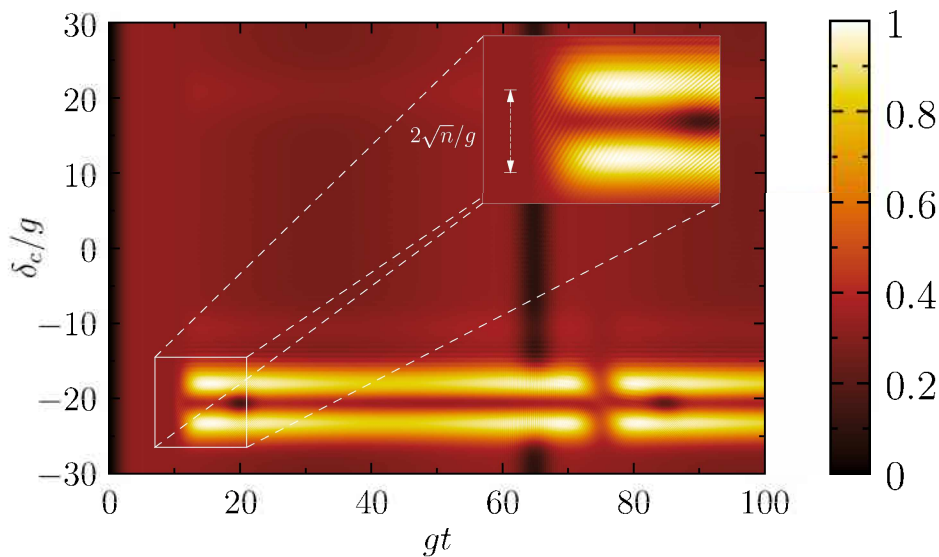


Figura 2.11: a) – Dinâmica da Entropia de Von Neumann como medida de emaranhamento, em função da dessintonia  $\delta_c/g$  na presença de um pulso externo aplicado em  $10gt$  com duração de  $0.7g$  e área  $\Theta = 1.07\pi$ . O sistema encontra-se preparado em  $\delta_x/g = -18$  contendo um número médio de 25 fótons no interior da cavidade. Observa-se que nas proximidades energéticas em que  $\delta_c/g = 20$  após a interação com o pulso externo, surge duas regiões que propiciam um máximo emaranhamento entre o ponto quântico e cavidade (o que pode ser compreendido por meio do auxílio da barra de cores, de tal forma que regiões de coloração avermelhada correspondem a situações energéticas de menor emaranhamento, enquanto, regiões de coloração amarelado simbolizam configurações energéticas de maior emaranhamento entre os subsistemas.) separadas energeticamente por  $2\sqrt{n}/g$  correspondendo a  $10/g$  uma vez que a cavidade apresenta 25 fótons em seu interior, conforme apresentado em destaque no *inset* da figura.

Por fim, analisamos o vínculo entre o emaranhamento dos subsistemas com relação a área do pulso externo aplicado –  $\Theta$ . Consideramos novamente a situação em que o bombeio externo encontra-se centrado em  $t = 10/g$  e com duração de  $0.7g$  em concordância com os casos anteriores. Investigamos a dinâmica do sistema, varrendo os valores

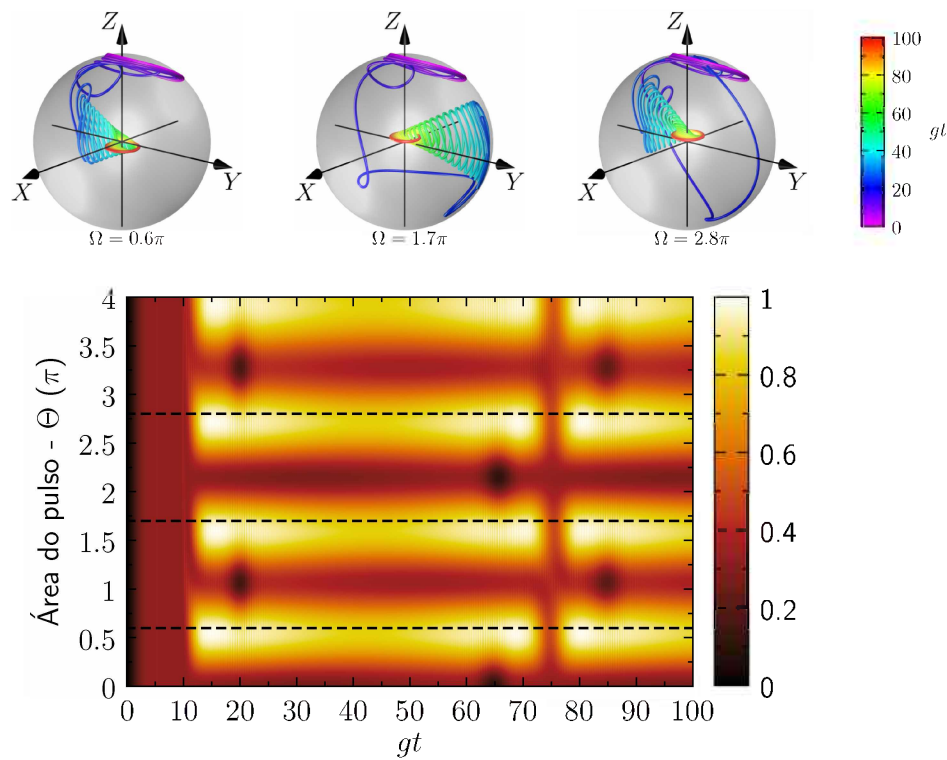


Figura 2.12: *Inferior* Dinâmica do Emaranhamento do sistema por meio da Entropia de Von Neumann em função da área do pulso -  $\Theta$  ( $\pi$ ). Observa-se certa periodicidade com relação ao aumento progressivo da área do pulso associado ao emaranhamento. Nota-se que pulsos com áreas próximas de  $0.5\pi$ ,  $1.5\pi$  e  $2.5\pi$  favorecem o emaranhamento do sistema. *Superior* Evolução temporal dos estados do sistema na representação da esfera de Bloch, verifica-se que os pulsos com áreas de  $0.5\pi$ ,  $1.5\pi$  e  $2.5\pi$  realizam a evolução dos estados para regiões próximas ao equador da esfera, correspondendo a configurações de maior emaranhamento do sistema.

da área do pulso em um intervalo compreendido entre  $0 < \Theta < 4.0\pi$ . Por meio desta análise, nota-se que valores próximos a  $0.6\pi$ ,  $1.7\pi$  e  $2.8\pi$ , correspondem as condições que propiciam um maior grau de emaranhamento entre os subsistemas, como observado na Figura 2.12. Nota-se que é possível então rotacionar a dinâmica do qubit com relação ao ângulo  $\varphi$  (vide Figura 1.2), alterando a área do pulso. Portanto, aplicando pulsos com áreas de  $0.6\pi$ ,  $1.7\pi$  e  $2.8\pi$  centrados em  $t = 10/g$  com duração de  $0.7g$ , nota-se que a dinâmica dos estados evoluem para regiões próximas ao equador da Esfera de Poincaré, correspondendo a situações de maior emaranhamento. No entanto, efeitos não lineares apresentam-se para valores superiores  $\Theta > 4.0\pi$ , uma vez que o aumento da área do pulso encontra-se relacionado com um aumento na intensidade do bombeio.



## 2.2 Diante de processos decoerentes

Sabe-se que processos decoerentes estão sempre presentes, e que alteram o comportamento de forma considerável em sistemas de estado sólido (86). Portanto, estudaremos a dinâmica do sistema considerando a presença de processos incoerentes. Neste sentido, toda a dinâmica passa a ser determinada por meio da equação Equação Liouville–von Neumann 1.74 acrescida dos processos dissipativos apresentados por meio da equação 1.73.<sup>3</sup> Em virtude disto, almejando a percepção de forma íntegra do controle do sistema, acrescentamos ao caso previamente estudado, o decaimento espontâneo do ponto quântico representado aqui por  $\Gamma_x$ , a perda de fótons através das superfícies refletoras imperfeitas da cavidade  $\Gamma_c$  e a perda de fase relativa do ponto quântico  $\gamma_x^\phi$  (*dephasing*). No entanto, fato que dificulta o desenvolvimento do controle do sistema mediante a presença dos processos dissipativos, refere-se ao fato de que a taxa de perda de fótons do interior da cavidade ( $\Gamma_c$ ) reduz de forma significativa o número médio desses no interior da cavidade, de modo que a condição que propicia o melhor controle da inversão de população sofre modificações de tempos em tempos. Buscando solucionar esta adversidade, acrescentamos ao sistema um laser contínuo na cavidade, aqui representado por ( $J$ ), visando ressarcir a dissipação com relação ao número médio de fótons, estabilizando a evasão efetiva de fótons do sistema, almejando assim um sistema mais estável de modo a garantir condições precisas para o controle. Diante desta abordagem, o Hamiltoniano do sistema pode ser escrito da seguinte forma:

$$H = \underbrace{\frac{\hbar\omega_x}{2}\sigma_z}_{PQ} + \underbrace{\hbar\omega_c a^\dagger a}_{Cavidade} + \underbrace{\hbar g(a\sigma_+ + a^\dagger\sigma_-)}_{Interação PQ-Cavidade} + \underbrace{\hbar\Omega(t)(\sigma_+ e^{-i\omega_p t} + \sigma_- e^{i\omega_p t})}_{Bombeio PQ} + \underbrace{J(a^\dagger e^{-i\omega_j t} + a e^{i\omega_j t})}_{Bombeio cavidade}. \quad (2.3)$$

*Jaynes-Cummings*

Para modelar os lasers externos consideramos as aproximações de dipolo e RWA (87), também assumiremos que o laser pulsado  $\Omega(t)$  apenas exerça interação com o ponto quântico, enquanto o laser contínuo  $J$  atue somente na cavidade. Para melhor compreensão da estrutura considerada, a figura 2.13 representa de forma simbólica o sistema de estudo. Portanto, considerando a configuração apresentada, restringimos o intervalo de estudo de toda a dinâmica. Uma vez que a energia de acoplamento ponto quântico-cavidade para sistema de cristais fotônicos corresponde a ordem de  $0.1 \text{ meV}$ , um intervalo de tempo  $gt = 100$  (conforme os casos anteriormente analisados), representa

<sup>3</sup> Equação esta que pode vir a sofrer modificações devido ao sistema de estudo considerado.

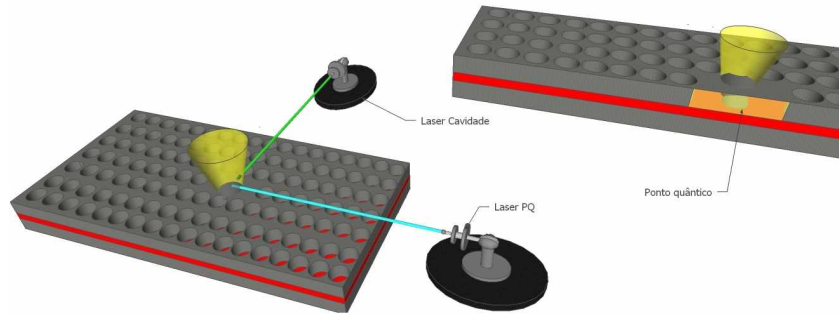


Figura 2.13: Representação simbólica do sistema de um ponto quântico inserido em nanocavidade de cristal fotônico, apresentando um bombeio contínuo na cavidade e um laser pulsado atuando exclusivamente no ponto quântico.

aproximadamente  $660 \text{ ps}$ , tempo esse demasiadamente longo para que toda a informação seja desvanecida pelos processos incoerentes presentes. Dito isto, examinamos toda a dinâmica atual em um intervalo de tempo  $gt = 25$ , diante de condições não ressonantes, o que apresenta considerável vantagem no contexto de sistemas de pontos quânticos inseridos em cavidades de cristais fotônicos, uma vez que o tempo de vida do ponto quântico, em condições ressonantes encontra-se próximo de centenas de picosegundos- $\text{ps}$ , e que diante da condição não ressonante, este tempo passa para ordem de poucos nanosegundos- $\text{ns}$  (88, 33). Consideramos então que o tempo de vida do ponto quântico seja em torno de  $0.7 \text{ ns}$ , o que corresponde a uma taxa de decaimento da ordem de  $0.01g$ . Portanto, admitindo que toda a manipulação do sistema seja realizada em uma escala de tempo de picosegundos,  $\Gamma_x$  torna-se um processo dissipativo de diminuta relevância, dentro deste contexto. Em contrapartida, análise similar não pode ser realizada no âmbito da cavidade. Certo que cavidades consideradas de baixo fator de qualidade apresentam *tempo médio de vida* de fótons em seu interior em ordem de picosegundos (54, 55). Para melhor compreender os efeitos deste processo dissipativo, na Figura 2.14, realizamos uma análise da dissipação ( $\Gamma_c$ ) do atual sistema de estudo. Observando o comportamento do controle do sistema diante à ação dos pulsos gaussianos em situações de aumento gradativo da taxa de dissipação ( $\Gamma_c$ ), analisa o número médio de fótons no interior da cavidade ( $\langle n \rangle$ ) com relação a unidade de tempo  $gt$ . Diante do exposto, é possível observar por meio da Figura 2.14 – (a<sub>2</sub>) que o sistema encontra-se na ausência de processos dissipativos, e que portanto, o controle da dinâmica da inversão de população do sistema é alcançada de forma eficaz. Consequentemente, o número médio de fótons no interior da cavidade é preservado com o decorrer do tempo, como pode ser observado por meio da linha pontilhada em vermelho associada com o eixo das ordenadas direito,

a qual representa o número médio fótons presente no interior da cavidade. No entanto, conforme observado na Figura 2.14 – (a<sub>3</sub>), situação na qual processos dissipativos estão presentes, correspondendo a  $\Gamma_x = 0.01g$  e  $\Gamma_c = 0.05g$ , nota-se que mesmo para valores baixos de  $\Gamma_c$ , processos incoerentes relacionados à cavidade apresentam considerável relevância, uma vez que interferem de forma notável no controle do qubit. Como pode ser observado na Figura 2.14 – (a<sub>3</sub>), a ocupação média dos fótons presentes no interior da cavidade decaem exponencialmente para valores de  $\langle n \rangle \approx 20$ ,  $\langle n \rangle \approx 15$  e  $\langle n \rangle \approx 12$  respectivamente nos instantes de atuação dos pulsos, centrados em  $t_{c1} = 5gt$ ,  $t_{c2} = 10gt$  e  $t_{c3} = 15gt$ . No entanto, para valores mais expressivos de  $\Gamma_c$ , conforme apresentado na Figura 2.14 – (a<sub>4</sub>), na qual a taxa de dissipação de fótons no interior da cavidade corresponde a  $0.5g$ , nota-se uma redução considerável do controle da inversão de população. Observa-se também que o número médio de fótons no interior da cavidade torna-se nulo nas proximidades de  $gt = 15$ , justamente no momento em que o comportamento de colapso e ressurgimento se desvanece. Nota-se que a taxa de dissipação de fótons do interior da cavidade apresenta considerável relevância no contexto da informação quântica uma vez que corresponde a um processo incoerente capaz de alterar de forma direta o controle da inversão de população do qubit.

É válido mencionar, que mesmo diante dos processos dissipativos apresentados, o estado coerente no interior da cavidade é preservado, no entanto, com baixo número de fótons. Sendo assim, o grande estímulo e dificuldade por de trás do processo apresentado, está em determinar de forma concisa o controle do qubit, uma vez que diante de processos incoerentes, o número de fótons no interior da cavidade modifica-se ao longo do tempo e conseqüentemente a condição de ressonância entre ponto quântico e a cavidade sofre alterações. Em outras palavras, de tempos em tempos o sistema sofre modificações e que neste sentido é necessário uma nova busca dos melhores parâmetros para obter-se o controle do qubit. Situação essa que no contexto experimental pode-se tornar uma tarefa árdua e complexa, haja visto da necessidade de determinar e modificar características importantes no controle do sistema em curto espaço de tempo, tais como frequências, intensidade dos pulsos, duração dos pulsos, entre outros. Para resolver este impasse, acrescentamos ao sistema um laser contínuo atuando exclusivamente na cavidade, com propósito não somente de criar o estado coerente, mas também com o intuito de mantê-lo estável mediante as condições de decoerência apresentada. Para compreender a ação deste laser, plotamos na Figura 2.15 – (a) o número médio de fótons no interior da cavidade em função da unidade de tempo  $gt$ , considerando  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$

e  $\omega_j = \omega_c$ .<sup>4</sup> Analisamos inicialmente a condição em que  $\Gamma_c = 0.05g$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$  e  $\gamma_x^\phi = 0.01g$ , considerando e que o ponto quântico encontra-se no estado fundamental e na ausência de fótons no interior da cavidade, ou seja,  $|\psi(0)\rangle = |0\rangle|0\rangle$ . Portanto, observa-se que diante de  $J = 0.27g$ , inicialmente o número médio de fótons no interior da cavidade tende a aumentar ( $\approx gt = 55$ ). No entanto, com o passar do tempo, diante da ação dos processos incoerentes presentes, o número médio de fótons sofre uma redução e se estabiliza. À vista disto, considerando  $gt = 250$  como condição estacionária, é possível confinar no interior da cavidade um número médio de aproximadamente 24 fótons ( $\langle n \rangle \simeq 24$ ), em estado coerente, conforme evidenciado na distribuição, no painel à direita, na figura 2.15 – (a). De forma semelhante, a Figura 2.15 – (b) apresenta a evolução temporal do número médio de fótons no interior da cavidade, diante da condição em que a taxa de dissipação de fótons do interior da cavidade aumenta para  $0.5g$ , enquanto  $\Gamma_x$  e  $\gamma_x^\phi$  mantêm seus valores preservados. No entanto, nesta situação, devido ao fato de que  $\Gamma_c$  ser superior ao caso anteriormente analisado, foi necessário intensificar a ação do laser contínuo para  $J = 1.28g$ , buscando obter um número médio de fótons estável próximo à  $\langle n \rangle \simeq 25$ . Desta forma, é possível manter a distribuição de fótons em estado coerente no interior da cavidade por intermédio de um laser contínuo atuando exclusivamente na cavidade diante das condições dissipativas impostas, mantendo o número médio de fótons muito próximo daqueles casos anteriormente analisados, ausentes de processos incoerentes, com vantagem considerável com relação ao caso em que  $J = 0.27g$ , uma vez que a taxa de fótons no interior da cavidade mantém-se estável ao longo da dinâmica. Considerando que o sistema encontra-se preparado inicialmente no estado estacionário ( $gt = 250$ ), diante das características apresentadas na Figura 2.15 – (a)<sup>5</sup> e admitindo  $|\psi(0)\rangle = |0\rangle|25\rangle$  como estado inicial do sistema, a Figura 2.16 apresenta a evolução temporal do qubit mediante a ação da configuração de pulsos utilizados na Figura 2.14 – (a<sub>1</sub>). Observa-se que devido a presença do laser contínuo, o qual atua de forma exclusiva na cavidade, preservando o estado coerente de fótons no sistema, é possível realizar um controle da população do qubit por intermédio da ação dos pulsos de curta duração agindo de forma exclusiva no ponto quântico. Devido a cavidade possuir 25 fótons em seu interior, observar-se que o sistema não inicia-se de fato em um estado totalmente puro, como pode ser constatado por meio da entropia de von Neumann, fato que também pode ser verificado através da análise da esfera de Poincaré, uma vez que a dinâmica do qubit não se inicializa

<sup>4</sup> Para os casos estudados neste capítulo, consideramos:

$$\delta_x = \omega_x - \omega_c$$

$$\delta_c = \omega_p - \omega_c$$

$$\delta_j = \omega_j - \omega_c$$

<sup>5</sup>  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.05g$  e  $J = 0.27g$

de forma exata no polo norte da esfera. Contudo, é possível dispor de total controle da dinâmica do sistema, como pode ser verificado na Figura 2.16. Nota-se que devido a presença do laser contínuo na cavidade,  $J = 0.27g$ , o número médio de fótons no sistema sofre um aumento nas proximidades de  $gt = 10$ , como pode ser observado por meio da curva tracejada em vermelho, relacionada ao eixo das ordenadas direito da Figura 2.16, o que afirma que diante da configuração, a taxa de bombeio de fótons no interior da cavidade é superior a taxa de dissipação  $\Gamma_c$ . Na Figura 2.17 o sistema apresenta as mesmas configurações consideradas no caso anteriormente analisado, com exceção de  $\Gamma_c = 0.5g$  e  $J = 1.28g$ . Observa-se um notável controle da inversão de população do qubit por meio da ação dos pulsos. Verifica-se nestes casos que o número médio de fótons no interior da cavidade é consideravelmente constante ao longo de toda dinâmica, de forma a favorecer o controle do qubit, haja visto que a configuração energética de dessintonia entre os subsistemas não sofre alterações ao longo do tempo. É notório a semelhança entre os casos apresentados nas Figuras 2.8 e 2.17, fato que comprova que por meio do laser contínuo ( $J$ ) é possível alcançar uma manipulação equivalente àquela analisada na ausência de processos dissipativos, semelhança esta, também constatada na evolução temporal da Entropia de Von Neumann. Nota-se por intermédio da Figura 2.18 que a ação das taxas  $\Gamma_x$  e  $\gamma_x^\phi$  modificam de forma considerável o emaranhamento e o condição inicial da inversão de população do qubit entre os subsistemas, como pode ser analisado relacionando as Figuras 2.17 e 2.18. Verifica-se que na situação em que as taxas  $\Gamma_x$  e  $\gamma_x^\phi$  são negligenciadas o comportamento de inversão de população do qubit inicia-se acima de 0.75, em contra partida, na condição em que as mesmas são consideradas o valor da inversão de população inicia-se abaixo de 0.5. Impede destacar, que a medida de emaranhamento dos subsistemas também sofre consideráveis mudanças. Nota-se que na Figura 2.17 o sistema encontra-se inicialmente com um grau de emaranhamento acima de 0.5, todavia, diante da situação em que  $\Gamma_x$  e  $\gamma_x^\phi$  são desconsiderados no sistema, o grau de emaranhamento entre os subsistemas apresenta uma redução considerável, de forma nítida no intervalo de 0 à 5  $gt$ , em que a entropia de Von Neumann é nula.

Observa-se por meio das Figuras 2.16, 2.17 e 2.18 que é possível dispor do controle do qubit utilizando as configurações de energia apropriadas mesmo diante de processos dissipativos, o que corresponde a um considerável progresso no contexto da ótica quântica. Nota-se que as configurações de padrão do comportamento de colapso e ressurgimento não apresentam um comportamento íntegro quando comparadas aos casos em que processos incoerentes não estão presentes devido a redução do tempo de manipulação.

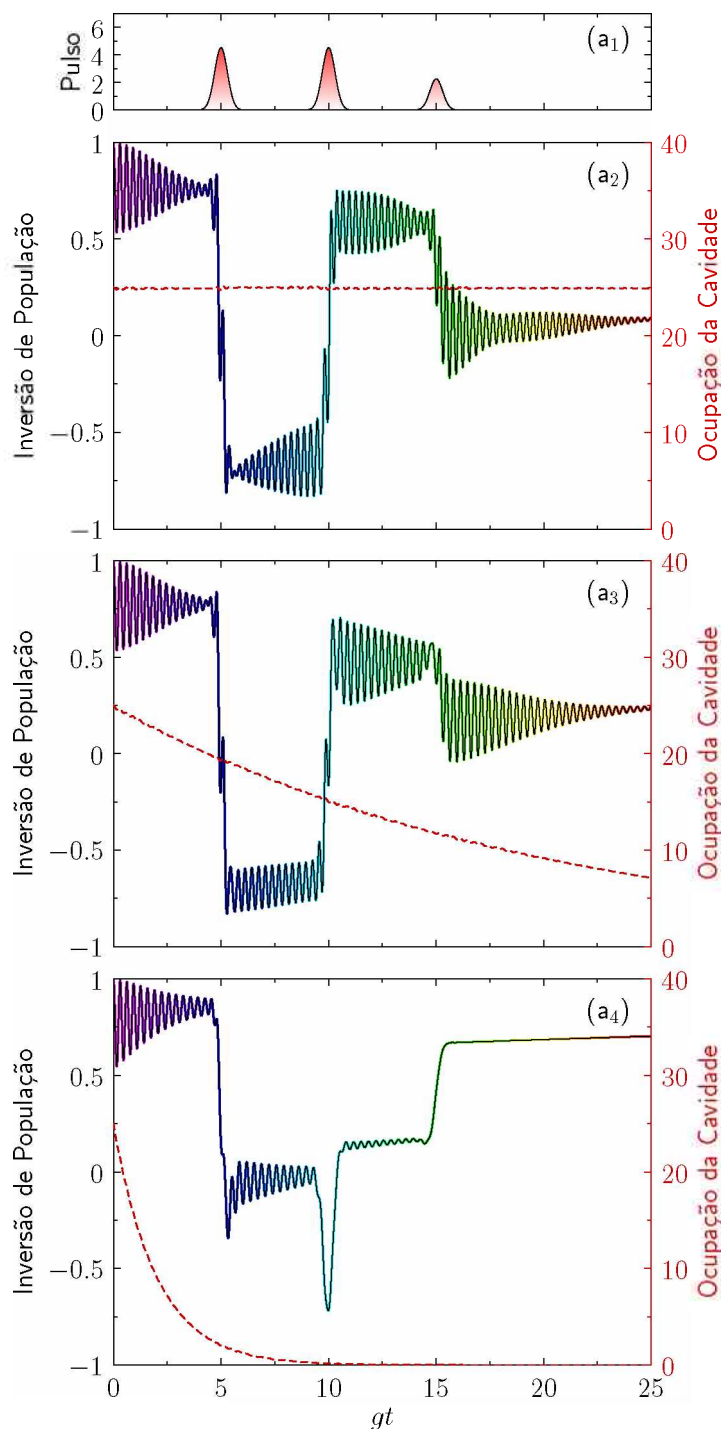


Figura 2.14: Comportamento do controle da Inversão de População para qubit, diante ação de processos dissipativos no sistema, considerando  $\delta_x = -18g$  e  $\delta_c = -20.6g$ . Em  $(a_1)$  observa-se a sequência de pulsos utilizados na simulação. Em  $(a_2)$  o comportamento e controle da inversão de população do sistema na ausência de processos dissipativos. Ênfase para continuidade do número médio de fótons, conforme representado por meio da curva pontilhada em vermelho, relacionada com o eixo das ordenadas direito da figura. Em  $(a_3)$  e  $(a_4)$ , observa-se o comportamento do controle da inversão de população considerando  $\Gamma_c = 0.05g$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.01g$  e  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.01g$ , respectivamente. Destaque para última configuração, em que observa-se que a taxa de dissipação de fótons afeta de forma significativa no controle e no comportamento de colapso e ressurgimento, (2).



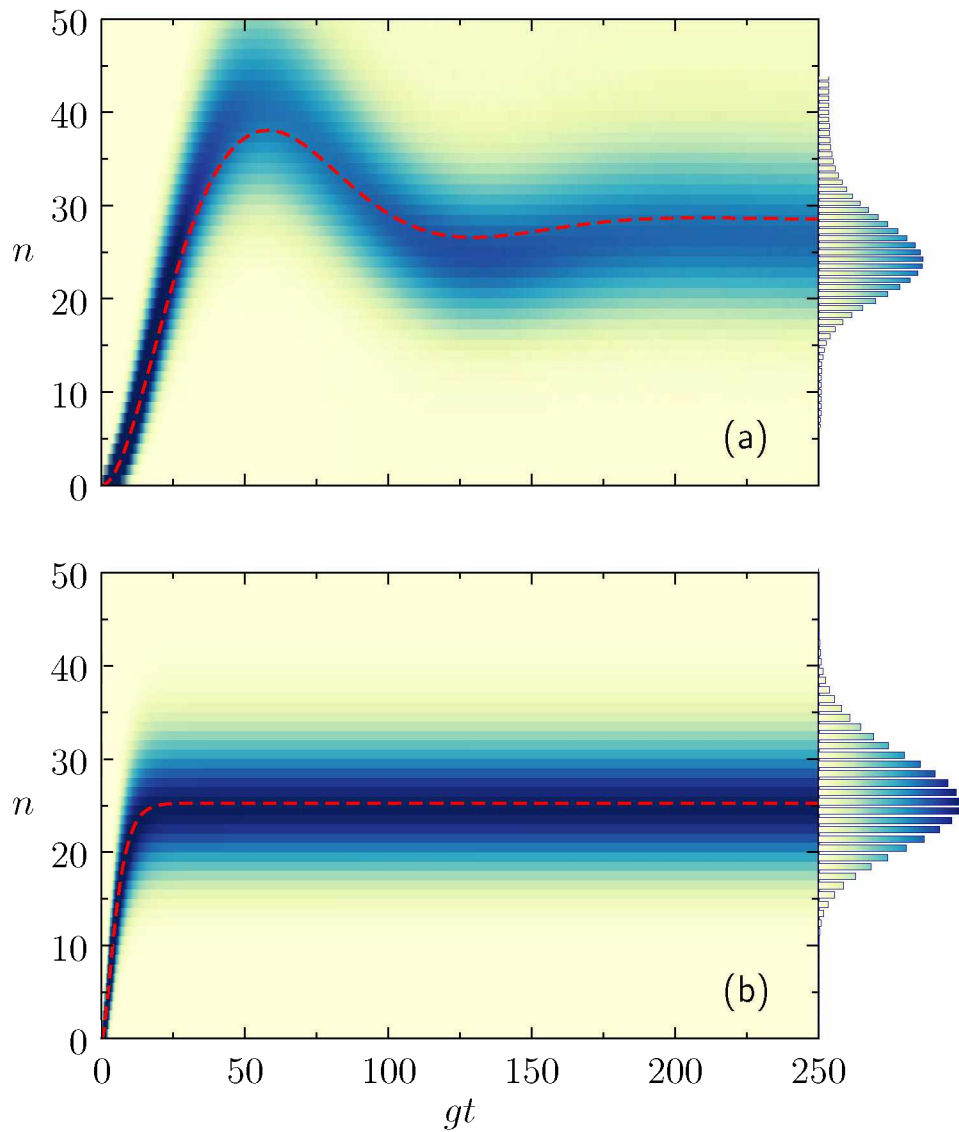


Figura 2.15: Evolução temporal do número médio de fótons no interior da cavidade considerando  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.01g$ . (a) número médio de fótons no interior da cavidade diante da situação em que a taxa de dissipação  $\Gamma_c$  corresponde a  $0.05g$  e a intensidade do laser na cavidade  $J = 0.27g$ . Diante da condição estacionária,  $gt = 250$ , o número médio de fótons no interior da cavidade, corresponde a  $\langle n \rangle \approx 28$ . (b) Evolução temporal do número médio de fótons considerando  $\Gamma_c = 0.5g$  e  $J = 1.28g$ , diante da condição estacionária, o número médio de fótons no estado coerente, corresponde a  $\langle n \rangle \approx 25$ . Observa-se que a configuração energética considerada apresenta satisfatória estabilidade com relação ao número de fótons, mantendo o estado coerente de fótons no interior da cavidade de forma mais concisa, (2).

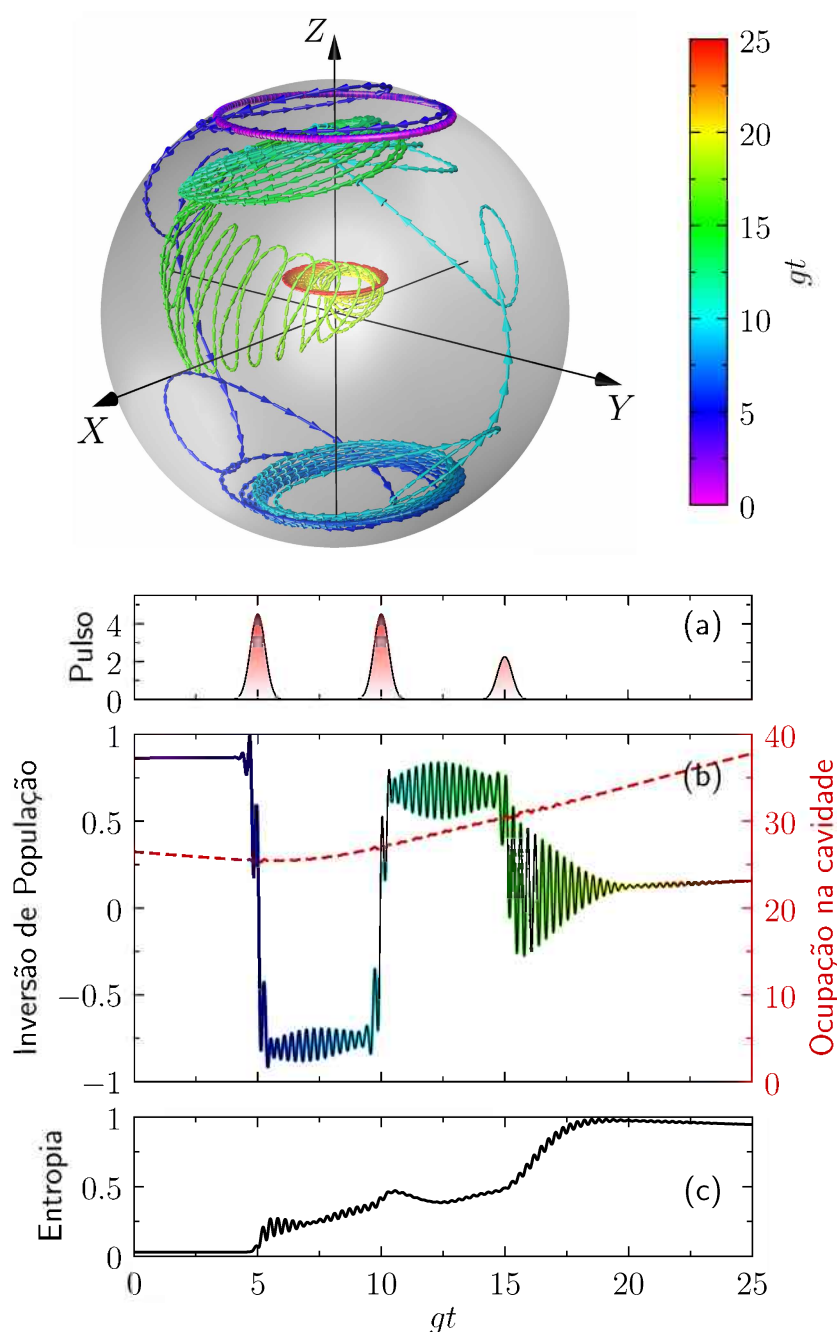


Figura 2.16: Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Sistema previamente preparado, considerando:  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.05g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.1g$ ,  $\Gamma_x = 0.1g$  e  $J = 0.27g$ . (a) Ilustra a sequência de pulsos aplicados no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas, destaque para o aumento progressivo do emaranhamento devido a ação dos pulsos. Ênfase para o aumento gradativo do número de fótons devido ao bombeio exclusivo na cavidade, evidenciando que a taxa de criação de fótons no interior da cavidade é superior ao  $\Gamma_c$ . A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a barra de cores temporal.



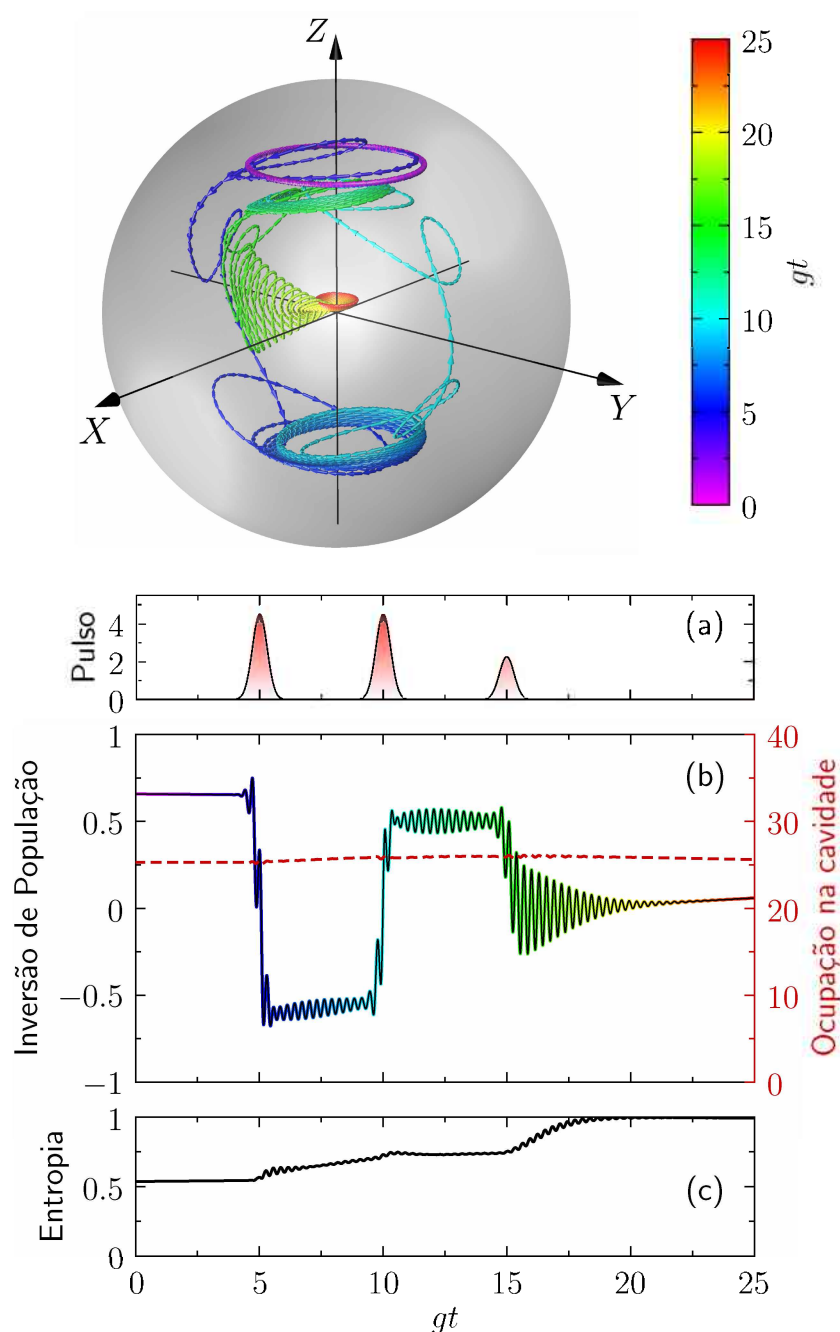


Figura 2.17: Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_x = 0.01g$  e  $J = 1.28g$ . (a) Ilustra a sequência de pulsos aplicados no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas. Destaque para o forte emaranhamento entre os subsistemas, que inicia-se em valores superiores a 0.5 conforme apresentado na imagem superior considerando a proximidade da evolução temporal do qubit da região central da esfera, (2).

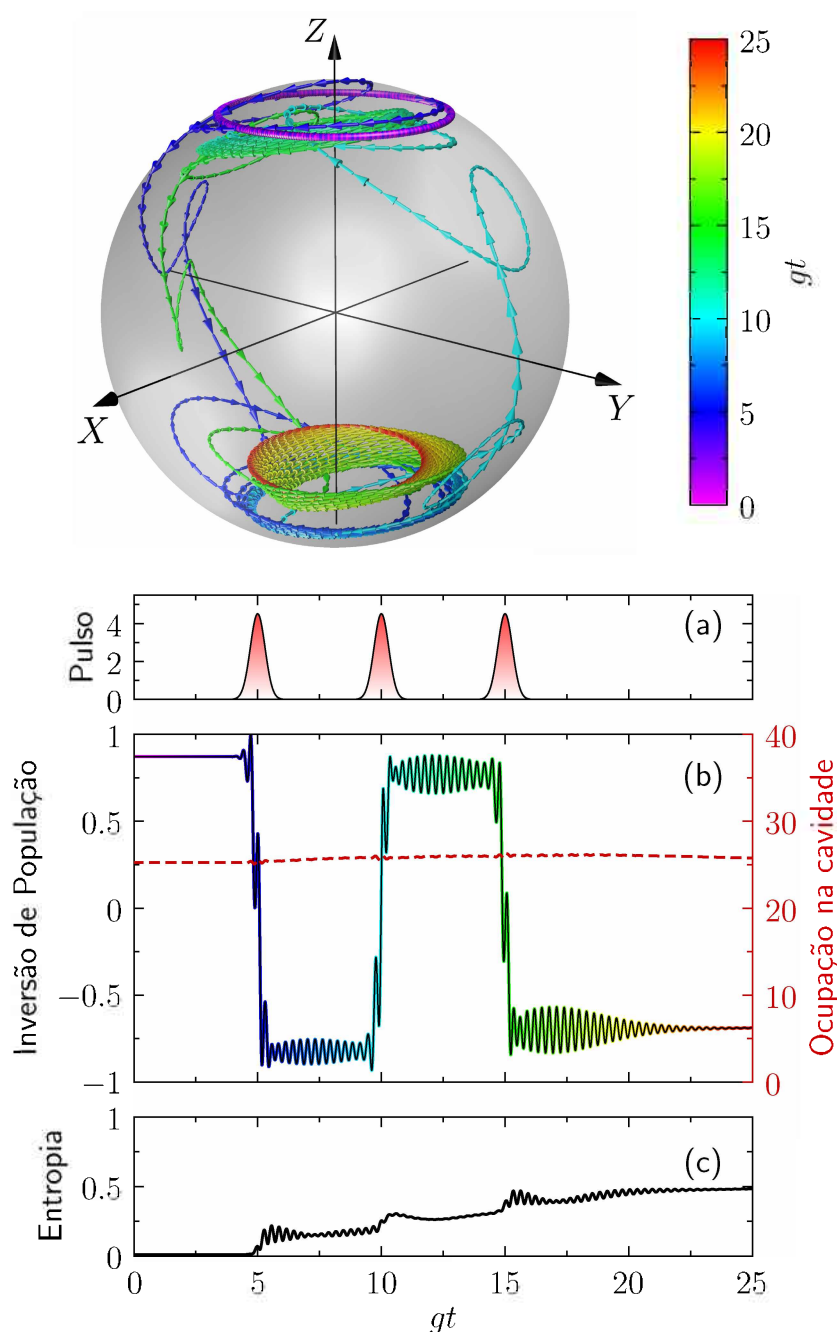


Figura 2.18: Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_x = -18g$ ,  $\delta_c = -20g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_x^\phi = 0$ ,  $\Gamma_x = 0$  e  $J = 1.28g$ . (a) Ilustra a sequência de pulsos aplicados no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas, destaque para o aumento progressivo do emaranhamento devido a ação dos pulsos. A imagem superior apresenta a evolução temporal do qubit representado por meio da esfera de Poincaré, na qual a dinâmica do sistema encontra-se relacionado a a barra de cores temporal. Atenta-se ao fato de que devido a ausência considerável de  $\Gamma_x$  e  $\gamma_x^\phi$  a amplitude da inversão de população é intensificada, (2).

### 3 Sistema de dois pontos quânticos acoplados em cavidade ressonante.

Com intuito de tornar o sistema mais fidedigno e ampliar a compreensão da interação radiação-matéria, estudamos o efeito da presença de mais um ponto quântico no interior da nanocavidade. Este novo sistema de estudo apresenta uma interação anteriormente não considerada, conhecida na literatura como Transferência de Energia Ressonante ou FRET (do inglês - *Förster Resonance Energy Transfer* (89)), a qual corresponde a taxa transferência de energia não radiativa entre duas entidades fotossensíveis. Intitulam-se de *doador* aquela partícula ou molécula que inicialmente encontra-se no estado excitado e transfere energia de forma não radiativa, enquanto a partícula ou molécula que recebe energia não radiativa advinda do *doador* intitula-se de *aceitadora*. Theodor Förster demonstrou que a interação não radiativa entre as partículas envolvidas é inversamente proporcional à sexta ordem da distância centro a centro entre elas, o que expressa, que diante de sistemas nos quais o *doador* e *aceitador* encontram-se muito próximos, da ordem de 1 a 10 nm (90), a interação do tipo Förster é relevante. Neste sentido, o processo de transferência de energia estabelece-se pela emissão por parte do *doador* em comprimento de onda consideravelmente abaixo daquele no qual o *aceitador* absorve. No entanto, devido ao fato de que *doador* e *aceitador* apresentarem um faixa espectral próxima, existe uma região de sobreposição (*overlap*) do espectro de emissão do *doador* com o espectro de absorção do *aceitador* na qual ocorre a transferência de energia, conforme representado na Figura 3.1, a qual evidencia de forma esquemática os espectros de fotoluminescência e de absorção ótica das partículas *doadora* e *aceitadora*, respectivamente. Devido à proximidade desses espectros há uma região de sobreposição, na qual a transferência de energia acontece, conforme destacado pela área cinza apresentada na Figura 3.1. Neste sentido, a taxa de transferência de energia depende da extensão da sobreposição espectral doador-aceitador. Diante do exposto, uma das vantagens de utilizar sistemas de pontos quânticos deve-se ao fato de que devido ao processo de confinamento quântico é possível ajustar o espectro de emissão do *doador* e absorção do *aceitador* por meio de uma voltagem aplicada. Portanto, sistemas de FRET utilizando pontos quânticos ligados a corantes orgânicos ou proteínas fluorescentes, vem sendo bastante estudados (62, 91, 92) para a aplicação como sensores biomarcadores. Neste trabalho, consideraremos dois pontos quânticos suficientemente próximos para que

a interação do tipo Förster seja considerada. O Hamiltoniano utilizado para descrever

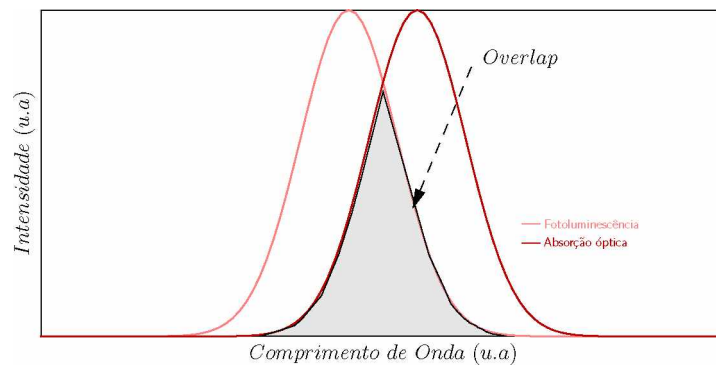


Figura 3.1: Representação esquemática da superposição – *overlap* existente entre o espectro de emissão do doador e espectro de absorção do receptor. Destaque para a sobreposição dos espectros, representada pela região em cinza na figura.

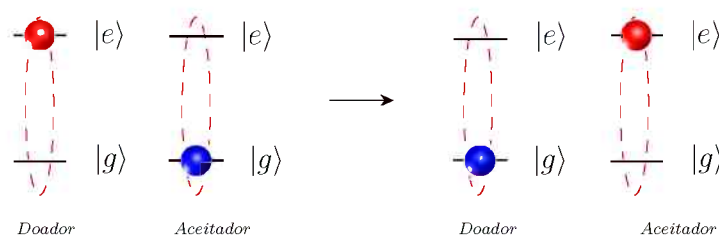


Figura 3.2: Representação esquemática do processo de transferência de energia do tipo FRET entre dois pontos quânticos. A princípio o ponto quântico intitulado como *Doador* encontra-se no estado excitado –  $|e\rangle$ , enquanto o *Aceitador* apresenta-se no estado fundamental –  $|g\rangle$ . Diante do processo de transferência de energia não radioativa, o ponto quântico *Doador* cede energia para o *Aceitador*, de tal forma, que ao final do processo este encontra-se no estado excitado –  $|e\rangle$  ao passo que aquele verifica-se no estado fundamental –  $|g\rangle$ .

o sistema será:

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{i=1}^2 \left[ \frac{\hbar\omega_{zi}\sigma_{zi}}{2} + \hbar g_i(\sigma_i^+ a + \sigma_i^- a^\dagger) + \frac{\hbar\Omega_i(t)}{2}(\sigma_i^+ e^{-i\omega_p t} + \sigma_i^- e^{i\omega_p t}) \right] + \hbar\omega_c a^\dagger a + V_f(\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_2^- \sigma_1^+) + J(a^\dagger e^{-i\omega_j t} + a e^{i\omega_j t}). \quad (3.1)$$

Diante do somatório apresentado em 3.1,<sup>1</sup> os termos  $\sigma_1^+$  e  $\sigma_1^-$ , juntamente com os operadores  $\sigma_2^+$  e  $\sigma_2^-$  correspondem aos operadores de pseudospin da matriz de Pauli, os

<sup>1</sup> O Hamiltoniano de mais de um ponto quântico interagindo com um único modo da cavidade é conhecido como Hamiltoniano de Tavis-Cummings (93, 94).

quais representam as transições excitônicas dos pontos quânticos 1 e 2 respectivamente. O operador  $\sigma_1^+$  realiza a transição no ponto quântico 1, do estado fundamental para seu estado excitado, em contra partida  $\sigma_2^-$  proporciona a transição do estado excitado para o estado fundamental no ponto quântico 2. A criação e aniquilação de fótons no interior da cavidade é representada respectivamente pelos operadores  $a^\dagger$  e  $a$ . A interação existente entre os pontos quânticos e a nanocavidade é representada pelo terceiro termo apresentado no Hamiltoniano 3.1. Sendo assim,  $\sigma_1^+ a$ , corresponde ao operador que representa a transição para o estado excitônico do ponto quântico 1, mediante a aniquilação de um fóton no interior da cavidade. De forma similar,  $\sigma_2^- a^\dagger$  representa a transição ótica do estado excitado do ponto quântico 2 para o estado fundamental, por intermédio da criação de um fóton no interior da cavidade. O operador número de fótons no interior da cavidade é representado por  $a^\dagger a$ . Uma vez que a interação do tipo *Förster* foi considerada no estudo, os operadores  $\sigma_1^+ \sigma_2^-$  e  $\sigma_2^- \sigma_1^+$  representam a troca de energia entre os pontos quânticos.

A base utilizada no sistema de estudo descrito, consiste em  $|x_1, x_2, n\rangle$ , em que  $x_1$  e  $x_2$  representam, respectivamente, os estados energéticos dos pontos quânticos 1 e 2, enquanto  $n$  corresponde ao número de fótons no interior da cavidade. O estado fundamental do sistema será representado pelo ket  $|0, 0, 0\rangle$ , enquanto o estado excitado será representado por  $|x_1, x_2, n\rangle$ , em que os índices 1 e 2 correspondem respectivamente aos pontos quânticos presentes na nanocavidade, com frequências excitônicas  $\omega_{x_1}$  e  $\omega_{x_2}$ . Uma vez que os pontos quânticos são tratados como sistemas de dois níveis, os estados  $x_1$  e  $x_2$  podem assumir somente os valores 0 ou 1, correspondendo ao estado fundamental e excitado, respectivamente, ou seja,  $x_1 = x_2 = [0, 1]$ , enquanto  $n = [0, 1, 2, 3, \dots]$  corresponde ao estados da cavidade. A figura 3.3 representa a base utilizada e as interações coerentes no sistema. A base contém infinitos estados, uma vez que o número de fótons no interior da cavidade é ilimitado, truncamos os estados da base a um número máximo de 50 fótons.

Realizamos a transformação unitária,  $\mathcal{U} = e^{-i\omega_j(\frac{\sigma_z}{2} + \frac{\sigma_z}{2} + a^\dagger a)t}$  (95, 96), retirando uma das duas dependências temporais existentes no Hamiltoniano 3.1. O Hamiltoniano

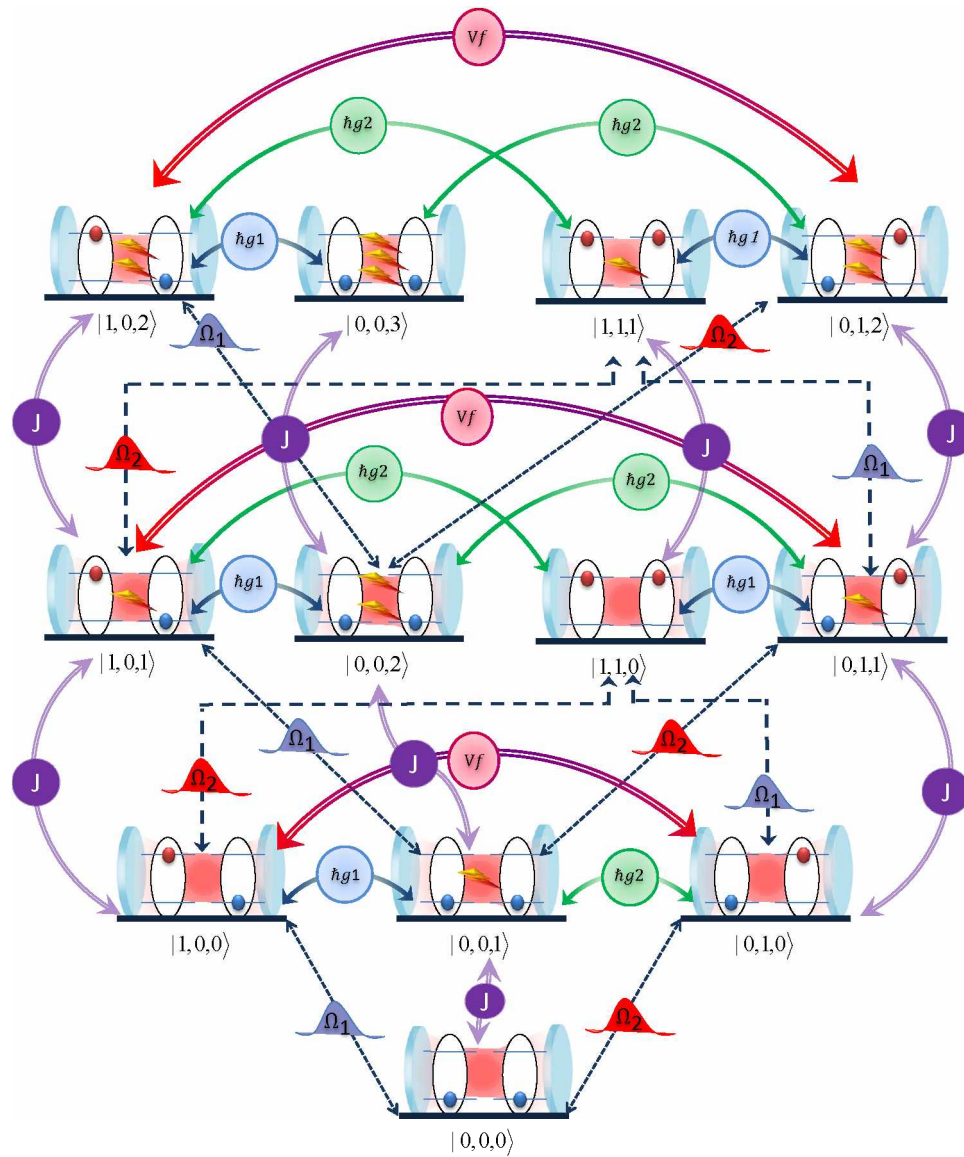


Figura 3.3: Representação esquemática do sistema de dois pontos quânticos inseridos em uma nanocavidade ressonante, contendo as transições e interações entre os estados. O estado, fundamental e excitado do ponto quântico são respectivamente representados pelas esferas azuis e vermelhas. O número de fótons no interior da cavidade é representado pelo símbolo  $\rightarrow$ . Os pulsos aplicados nos pontos quânticos 1 e 2, estão representados na figura por  $\Omega_1$  e  $\Omega_2$ , respectivamente, enquanto o laser contínuo atuante exclusivamente na cavidade é representado por  $J$ . Os termos  $\hbar g_1$  e  $\hbar g_2$ , representam, na devida ordem, as interações dos pontos quânticos com a cavidade ressonante. Por fim  $V_f$ , simboliza a interação do tipo *Förster* existente entre os pontos.



efetivo  $\mathcal{H}'$  pode ser escrito da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H}' = & \underbrace{\frac{\hbar\delta_{x1}\sigma_{z1}}{2}}_{PQ_1} + \underbrace{\frac{\hbar\delta_{x2}\sigma_{z2}}{2}}_{PQ_2} + \underbrace{\hbar\delta_c a^\dagger a}_{Cav} + \underbrace{\hbar g_1(\sigma_1^+ a + \sigma_1^- a^\dagger)}_{PQ_1 - Cav} + \underbrace{\hbar g_2(\sigma_2^+ a + \sigma_2^- a^\dagger)}_{PQ_2 - Cav} \\
 & + \underbrace{\frac{\hbar\Omega_1(t)}{2}(\sigma_1^+ e^{-i\delta_1 t} + \sigma_1^- e^{i\delta_1 t})}_{Bombeio - PQ_1} + \underbrace{\frac{\hbar\Omega_2(t)}{2}(\sigma_2^+ e^{-i\delta_2 t} + \sigma_2^- e^{i\delta_2 t})}_{Bombeio - PQ_2} \\
 & + \underbrace{V_f(\sigma_1^+ \sigma_2^- + \sigma_1^- \sigma_2^+)}_{PQ_1 - PQ_2} + \underbrace{J(a^\dagger + a)}_{Bombeio-Cav}, \tag{3.2}
 \end{aligned}$$

o Hamiltoniano 3.2 apresenta apenas uma dependência temporal.  $\delta_{x1}$  e  $\delta_{x2}$  representam respectivamente as dessintonias entre a frequência do estado excitado dos pontos quânticos 1 e 2, com relação a frequência do laser contínuo atuante na cavidade.  $\delta_c$ , configura a dessintonia entre a frequência do modo da cavidade com o laser contínuo. E  $\delta_1$  e  $\delta_2$  representam respectivamente as dessintonias existentes entre a frequência excitônica dos pontos quântico 1 e 2 com relação a frequência ressonante da cavidade. A figura 3.4

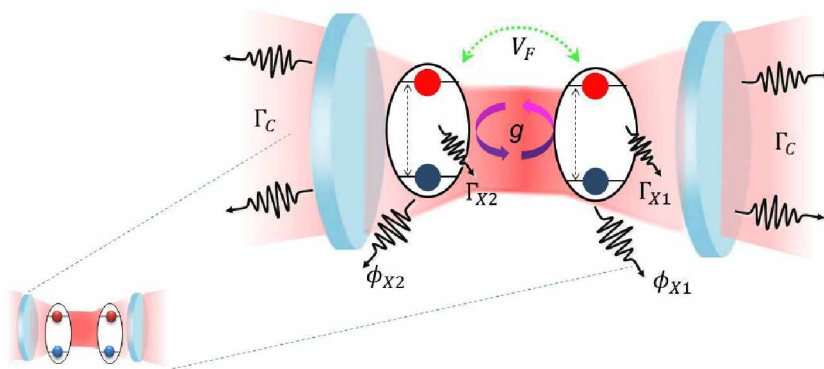


Figura 3.4: Representação simbólica do sistema de dois pontos quânticos inseridos em uma nanocavidade ressonante contendo as interações e processos dissipativos considerados.  $\Gamma_{x1}$  e  $\Gamma_{x2}$  correspondem a taxa de decaimento espontâneo referentes aos dois pontos quânticos.  $\Gamma_c$  representa a taxa de emissão de fótons do interior da cavidade,  $\gamma_{x1}^\phi$  e  $\gamma_{x2}^\phi$  correspondem ao “*Dephasing puro*” dos pontos quânticos.

apresenta de forma evidente os processos dissipativos e as interações no sistema considerado.  $\Gamma_{x1}$  e  $\Gamma_{x2}$  correspondem a taxa de decaimento espontâneo referentes aos dois pontos quânticos presentes na cavidade. Ainda,  $\gamma_{x1}^\phi$  e  $\gamma_{x2}^\phi$  representam respectivamente as taxas de processos incoerentes existentes entre os pontos quânticos e a rede na qual

estão inseridos. Juntamente com os processos acima citados, considera-se que uma cavidade não ideal, desta forma, os fótons “aprisionados” no seu interior podem se dissipar pelas imperfeições da superfície refletora, termo este representado na figura por  $\Gamma_c$ .

$$\begin{aligned}
L(\hat{\rho}) &= \frac{\Gamma_{x1}}{2}(2\hat{\sigma}_-\hat{\rho}\hat{\sigma}_+ - \hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-) \\
&+ \frac{\Gamma_{x2}}{2}(2\hat{\sigma}_-\hat{\rho}\hat{\sigma}_+ - \hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-) \\
&+ \frac{\gamma_{x1}^\phi}{2}(2\hat{\sigma}_z\hat{\rho}\hat{\sigma}_z - \hat{\rho}) \\
&+ \frac{\gamma_{x2}^\phi}{2}(2\hat{\sigma}_z\hat{\rho}\hat{\sigma}_z - \hat{\rho}) \\
&+ \frac{\Gamma_c}{2}(2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}^\dagger\hat{a}), \tag{3.3}
\end{aligned}$$

onde a dinâmica do sistema é descrita pela Equação Liouville–von Neumann acrescida dos processos incoerentes,

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}[\hat{\mathcal{H}}, \hat{\rho}] + L(\hat{\rho}). \tag{3.4}$$

### 3.1 Dinâmica do Sistema

Iniciamos a análise do sistema considerando o número médio de 50 fótons presentes no interior da cavidade, assumindo a ação permanentemente dos processos dissipativos anteriormente mencionados simultaneamente com intervenção do laser contínuo na cavidade. Com relação aos pontos quânticos presentes, sabe-se que no processo de crescimento pela técnica *Stranski–Krastanow* (SK), ilhas de determinado material semicondutor são depositadas camadas por camadas. Devido a diferença estrutural existente entre os parâmetros de rede do substrato e do material depositado, surge uma tensão superficial que é relaxada mediante a formação de pequenas ilhas do material semicondutor, o qual posteriormente será recoberto por outro material com energia de gap distinto, realizando o confinamento quântico dos portadores de carga, conforme apresentado na seção 1.2. Pela complexidade na confecção destes pontos quânticos, a energia de transição eletrônica e o momento de dipolo dos pontos sofre pequenas e consideráveis variações. Consideraremos os pontos quânticos presentes no interior da cavidade com momento de dipolo distintos e separados energeticamente em  $2 \text{ meV}$ , ou seja,  $\delta_{x1} = 18.0 \text{ meV}$  e  $\delta_{x2} = 16.0 \text{ meV}$ , diante da condição em que  $\omega_c = \omega_j$ . Analisamos a média ocupacional do estado excitado de cada ponto, de forma semelhante ao descrito pelas Eq 2.1 e 2.2,



apenas reconsiderando a base aqui utilizada, correspondendo a:

$$\overline{P}_{1x1} = \sum_{j,n} \overline{P}_{1,j,n}, \quad (3.5)$$

$$\overline{P}_{1x2} = \sum_{i,n} \overline{P}_{i,1,n}, \quad (3.6)$$

em que  $\overline{P}_{1x1}$  representa a soma da ocupação média de todos os estados nos quais o ponto quântico 1 encontra-se no seu estado excitado,  $\overline{P}_{1x2}$  corresponde a soma da média ocupacional dos estados excitados para o ponto quântico 2. A Figura 3.5 apresenta a média ocupacional do sistema considerando que o bombeio externo esteja ressonante ao ponto quântico 1, enquanto a Figura 3.6 representa a ocupação média do estado excitado com relação ao ponto quântico 2. Nota-se, da Figura 3.5, que diante a ação do laser constante e ressonante com o ponto quântico 1,  $\delta_{x1} = -18g$ , representa a condição de dessintonia entre a frequência de excitação do ponto quântico 1 e frequência de ressonância da cavidade que proporciona a melhor inversão de população para o ponto quântico 1. Verifica-se também que mesmo diante de um bombeio de forma contínua no ponto quântico 1, a ocupação média dos estados excitônicos do ponto quântico 2 não são nulos, fato este proporcionado devido ao acoplamento Föster existente entre os pontos, correspondendo a  $0.2g$ . Por fim, é possível notar que diante desta configuração energética, os estados excitônicos do ponto quântico 2 sofrem um desdobramento energético – “*splitting*”, como pode ser verificado por intermédio dos picos nas proximidades de  $\delta_{x2} = -20g$ , representando a proximidade energética dos pontos quânticos e relacionado a intensidade do laser de bombeio. A figura 3.6, representa a soma da ocupação média dos estados excitados do ponto quântico 2, mediante a ação do laser contínuo. A dessintonia que proporciona a melhor inversão de população para o ponto quântico 2 corresponde a  $\delta_{x2} = -16g$ . Deste modo, a configuração energética do sistema que melhor proporciona um inversão de população para os qubits considerados, corresponde a  $\delta_{x1} = -18g$ ,  $\delta_{x2} = -16g$  para  $\delta_c = -20g$ . Uma vez que o ponto quântico 2 encontra-se abaixo à energia de excitação do ponto quântico 1, o laser contínuo aplicado no ponto quântico 2 não promove o desdobramento energético do ponto quântico 1. Conforme descrito anteriormente, os processos incoerentes presentes no sistema serão representados pela equação 3.3, deste modo, novamente se faz necessário a ação de laser contínuo, com o propósito de manter o estado coerente no interior da cavidade tempo suficiente para o desenvolvimento de toda a dinâmica. Assim, conforme apresentado na Figura 3.7, considerando  $J = 1.4g$  é possível manter um número médio de aproximadamente 28 fótons no interior da cavidade. Consideraremos o estado estacionário do sistema, após a

ação do bombeio externo na cavidade como condição inicial para controle da dinâmica, situação na qual o número médio de fótons no interior da cavidade se mantém constante.

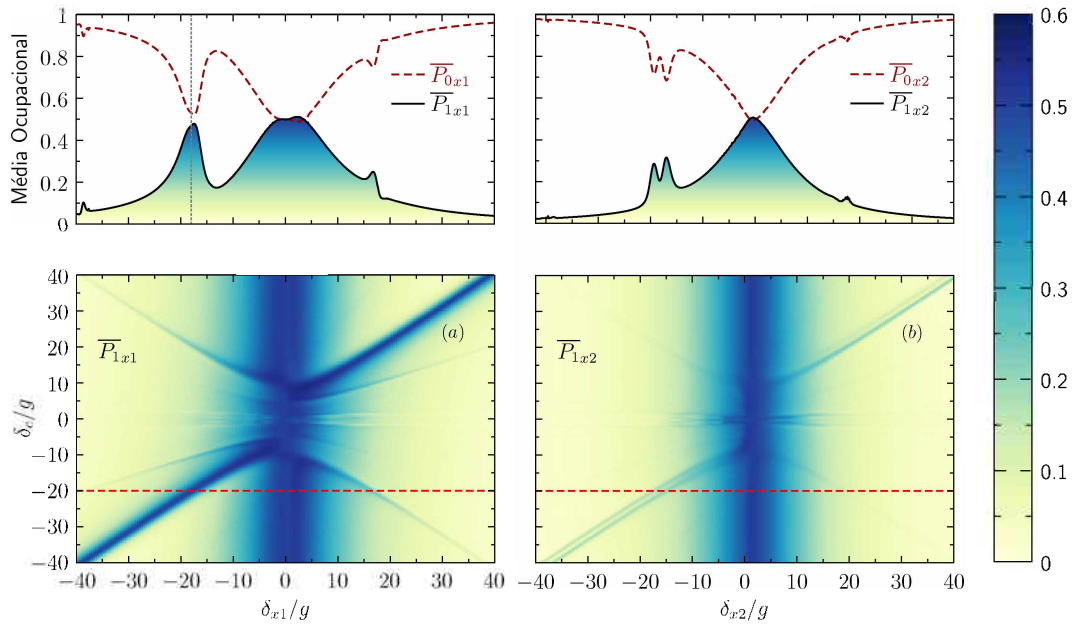


Figura 3.5: Média ocupacional dos estados excitônicos do sistema, mediante à ação de um campo de excitação constante atuante somente no ponto 1, em função das dessintonias  $\delta_{x1}/g$ ,  $\delta_{x2}/g$  e  $\delta_c/g$ , considerando o sistema previamente preparado no estado  $|\Psi(t)\rangle = |0, 0, \alpha\rangle$ . Regiões escuras correspondem a configurações energéticas que propiciam o estado de éxciton no respectivo qubit, em contrapartida, regiões claras representam configurações específicas com relação as dessintonias, nas quais o qubit encontra-se no estado fundamental, o que pode ser melhor interpretado com auxílio da barra de cores. Painel superior apresenta o corte realizado diante da condição em que  $\delta_c = -20$ , pela qual é possível de verificar as condições que propiciam uma a melhor inversão de população para cada qubit.

Realizamos a análise da inversão de população média  $\langle Z \rangle$  em função da área do pulso, para os dois qubits em questão, conforme apresentado na Figura 3.8. Assim como no caso antecedente, os pulsos com áreas  $\Theta = 1.07\pi$  e  $\Theta = 3.3\pi$  estabelecem a maior inversão de população diante da configurações apresentadas. Observa-se que o máximo da amplitude do padrão de inversão de população médio  $\langle Z \rangle$  para o ponto quântico 2, encontra-se razoavelmente a baixo daquele alcançado para o ponto quântico 1, resultado este decorrente da dessintonia que cada ponto quântico se encontra com relação a cavidade, uma vez que  $\delta_1 = \omega_{x1} - \omega_c = -2g$  e  $\delta_2 = \omega_{x2} - \omega_c = -4g$ . Buscando o controle total da dinâmica dos qubits, realizamos a análise  $\langle Z \rangle$  em função de  $\delta_c/g$ . Nota-se que a condição que propicia a melhor inversão de população para o ponto quântico

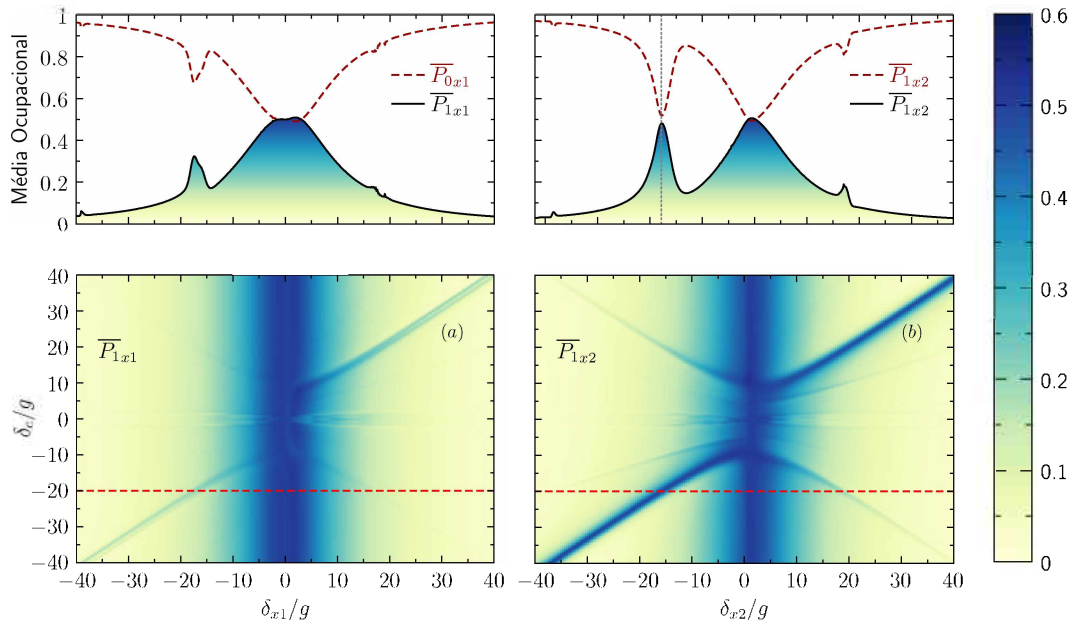


Figura 3.6: Média ocupacional dos estados excitônicos do sistema, mediante à ação de um campo de excitação constante atuante somente no ponto 2, em função das dessintonias  $\delta_{x1}/g$ ,  $\delta_{x2}/g$  e  $\delta_c/g$ , considerando o sistema previamente preparado no estado  $|\Psi(t)\rangle = |0, 0, \alpha\rangle$ . Regiões escuras correspondem a configurações energéticas que propiciam o estado de éxciton no respectivo qubit, em contrapartida, regiões claras representam configurações específicas com relação as dessintonias, nas quais o qubit encontra-se no estado fundamental, o que pode ser melhor interpretado com auxílio da barra de cores. Painel superior apresenta o corte realizado diante da condição em que  $\delta_c = -20$ , pela qual é possível de verificar as condições que propiciam uma a melhor inversão de população para cada qubit.

1 corresponde a  $\delta_{c1} \approx -21g$  enquanto para o ponto quântico 2, equivale a  $\delta_{c2} \approx -18g$ , considerando a interação de ambos os qubits com um pulso de área igual  $\Theta = 1.07\pi$ , Figura 3.9.

Consideraremos o termo – *Inversão de população induzida* – como a inversão de população devido a transferência de energia não radiativa entre os qubits. Da análise da Figura 3.10, observa-se que mesmo diante de  $V_f = 0.5g$ , a troca de informação entre os qubits não é suficiente para promover a população do ponto quântico 2 para as regiões equatoriais da esfera onde a ocupação média encontra-se próxima a 0.5. De acordo com Nazir et al.(97) a troca de energia não radiativa entre o *doador* e o *aceitador* para pontos quânticos pode alcançar valores próximos a  $0.69 \text{ meV}^2$  e encontra-se na escala tempo-

<sup>2</sup> Correspondendo a cerca de 7 vezes o valor da constante de acoplamento  $hg$  entre o ponto quântico-cavidade considerado neste trabalho.

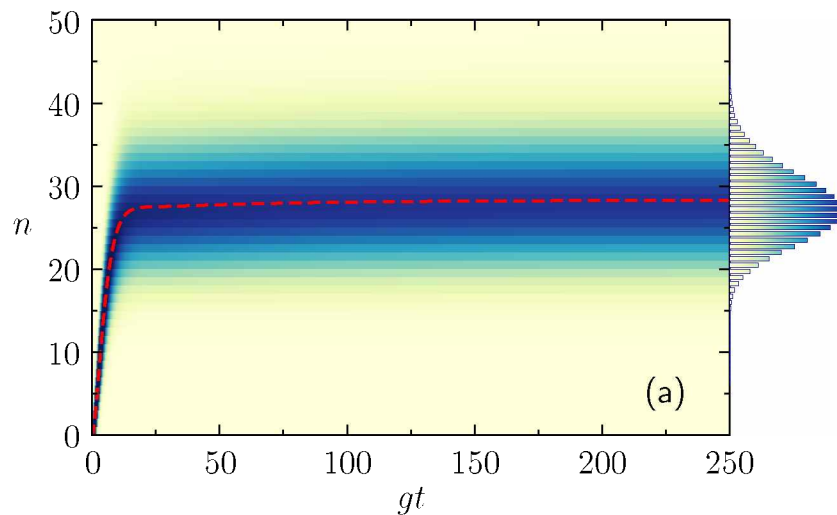


Figura 3.7: Evolução temporal do número médio de fótons no interior da cavidade considerando  $\delta_{x1} = -18g$ ,  $\delta_{x2} = -16g$ ,  $\delta_c = -20g$ ,  $\delta_J = 0$ ,  $\gamma_1 = 0.01g$ ,  $\gamma_2 = 0.01g$ ,  $\phi_1 = 0.01g$ ,  $\phi_2 = 0.01g$  e  $\gamma_c = 0.5g$ . Observa-se que por intermédio de um laser de amplitude igual  $J = 1.4g$  os processos de perda de fótons no interior da cavidade são sanados. Neste sentido, diante da condição estacionária,  $gt = 250$ , o número médio de fótons no interior da cavidade, corresponde a  $\langle n \rangle \approx 28$ .

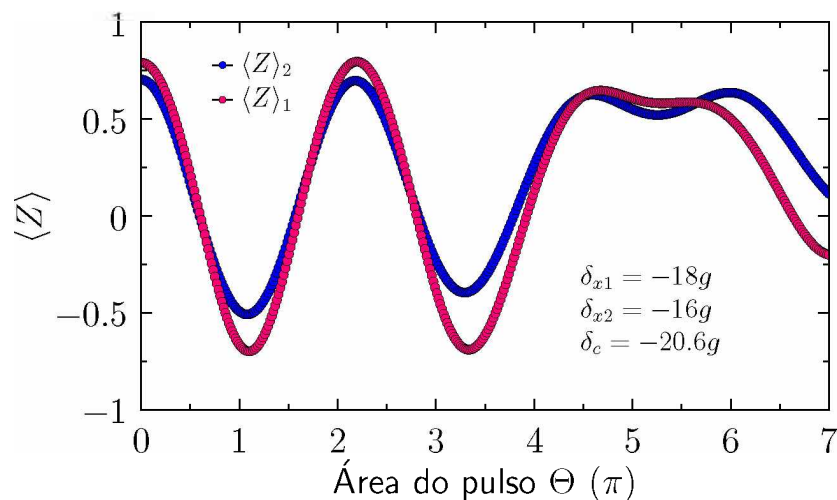


Figura 3.8: Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  em função da área do pulso gaussiano  $\Theta$  para os qubits 1 e 2.

ral de picosegundos, correspondendo a um considerável mecanismo para realização de informação quântica, uma vez que os processos dissipativos encontram-se na escala de nanosegundos (98, 99, 100). Intensificando a interação entre os qubits, considerando o acoplamento Föster equivale ao acoplamento com a cavidade, ou seja  $V_f = g$ , observa-se,

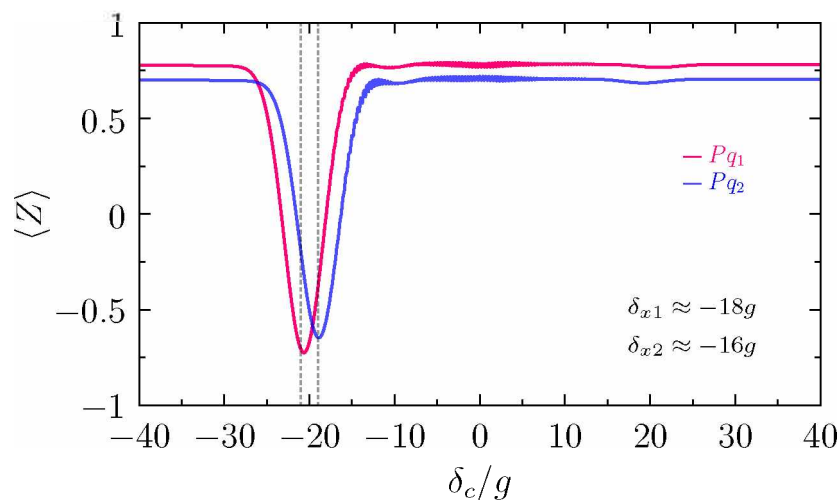


Figura 3.9: Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  dos qubit 1 e 2, em função de  $\delta_c$ . Observa-se que as dessintonias  $\delta_c = 20.6/g$  e  $\delta_c = 18.6/g$  representam a configuração que propicia a melhor inversão de população para os qubits 1 e 2 respectivamente, considerando um pulso com área igual  $1.07\pi$ .

que por meio da inversão de população do qubit 1 é possível conduzir a população do qubit 2 para regiões em a ocupação média é próxima a 0.5 (região equatorial da esfera de Poincaré), conforme representado na Figura 3.11. Este comportamento configura um significativo resultado dentro do contexto de informação quântica, uma vez que representa um controle considerável do sistema, de tal forma que é possível reger o comportamento do qubit 2 diante a ação de laser pulsado no qubit 1, representando assim um meio de troca de informação entre as entidades do sistema. Conduzindo a população do qubit 2 para regiões de maior emaranhamento entre os subsistemas. Ainda com relação a figura 3.11, próximo a  $gt = 12$ , nota-se de forma simultânea a omissão do comportamento de colapso e ressurgimento e uma permuta na amplitude da inversão de população dos qubits em questão. O comportamento acima descrito evidencia que diante da configuração energética, o comportamento de colapso e ressurgimento, característico do acoplamento ponto quântico-cavidade, desvanece a medida que originam-se uma alternância periódica da população dos pontos quânticos, evidência direta do acoplamento Föster. Portanto, o aumento efetivo do acoplamento  $V_f$  acarreta na perda direta da troca de informação entre os pontos quânticos e a cavidade ao preço da ascendência da comunicação entre os qubits por meio da permuta inversão de população.

Almejando a inversão de população induzida para regiões polares da esfera de Poincaré, analisamos o comportamento da inversão de população média  $\langle Z \rangle$  após a ação do laser pulsado no ponto quântico 1, em função da dessintonia  $\delta_{x2}$ , conforme apresentado

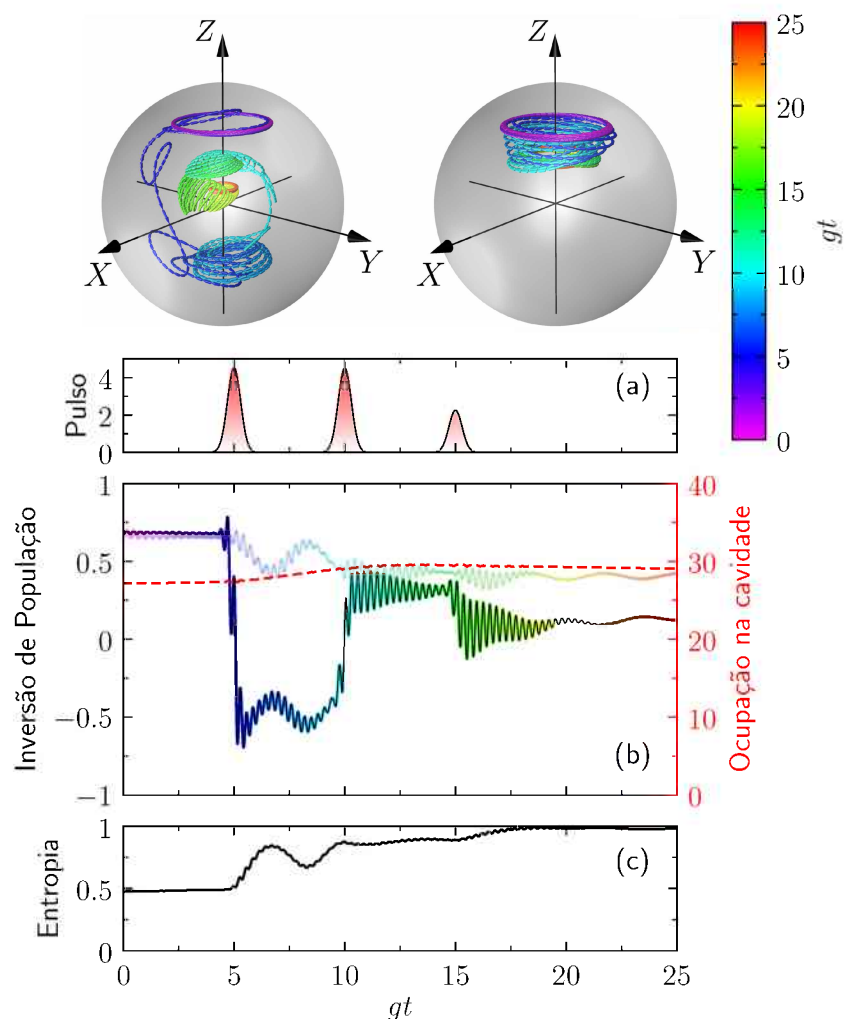


Figura 3.10: Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_{x1} = -18g$ ,  $\delta_{x2} = -16g$ ,  $\delta_{c1} = -20.6g$ ,  $\delta_{c2} = -18.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$ ,  $J = 1.4g$  e  $V_f = 0.5g$ . (a) Ilustra a sequência de pulsos aplicados no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas. Observa-se que por intermédio de um bombeio externo no qubit 1, considerando a configuração energética descrita, a transferência de energia por acoplamento Föster proporciona uma inversão de população do qubit 2 para região de máximo emaranhamento entre os subsistemas, conforme destacado por meio da curva de coloração atenuada em (b).

na Figura 3.12. Considerando que o sistema encontra-se no estado fundamental, verifica-se que após a ação do pulso, a situação de ressonância entre os pontos representa a configuração energética que proporciona a melhor inversão de população induzida no



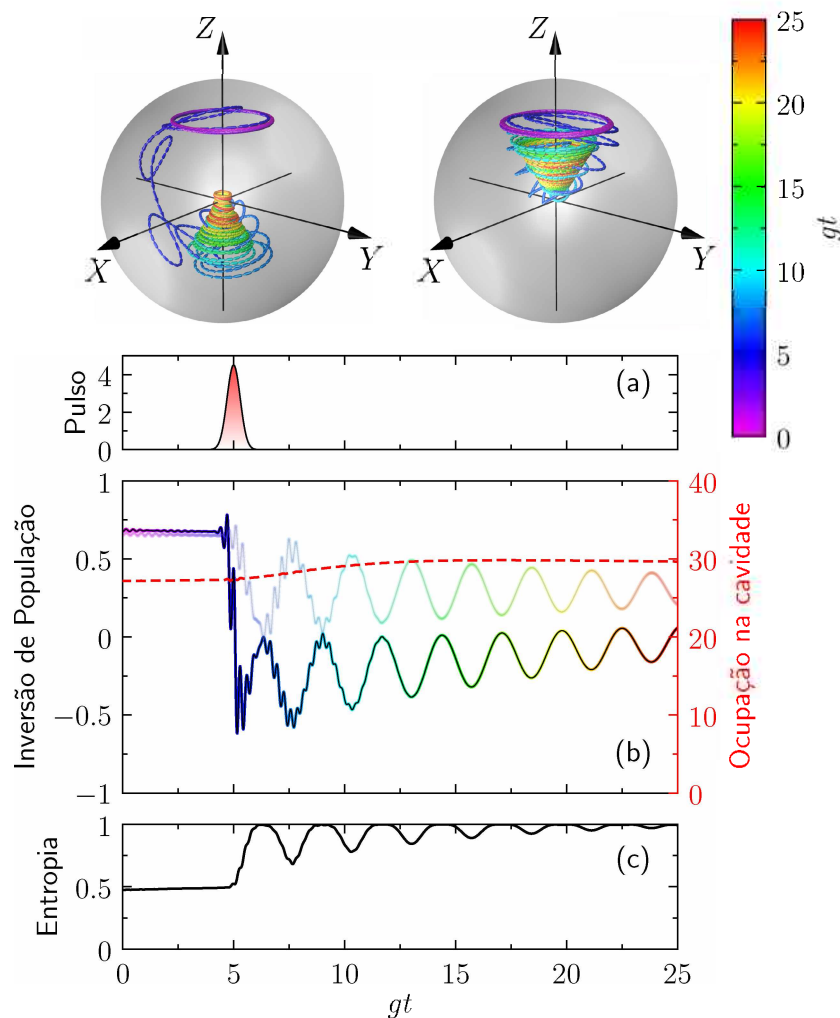


Figura 3.11: Dinâmica do qubit diante à ação de pulsos gaussianos. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_{x_1} = -18g$ ,  $\delta_{x_2} = -16g$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x_1}^\phi = \gamma_{x_2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x_1} = \Gamma_{x_2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$ ,  $J = 1.4g$  e  $V_f = 1.0g$ . (a) Ilustra o pulso gaussiano aplicado no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas. Observa-se que em virtude do acoplamento não radiativo ser da ordem de  $g$  há uma alternância na inversão de população dos qubits simultaneamente com a omissão do comportamento de colapso e ressurgimento, característica advinda do acoplamento entre o ponto quântico e a cavidade.

ponto quântico 2 (não bombeado). Uma vez que enquanto  $\langle Z_1 \rangle$  sofre um aumento, a inversão de população induzida,  $\langle Z_2 \rangle$ , decai em  $\delta_{x_2} = -18g$ . Considerando que a condição de ressonância entre os pontos representa a melhor configuração para realizar a

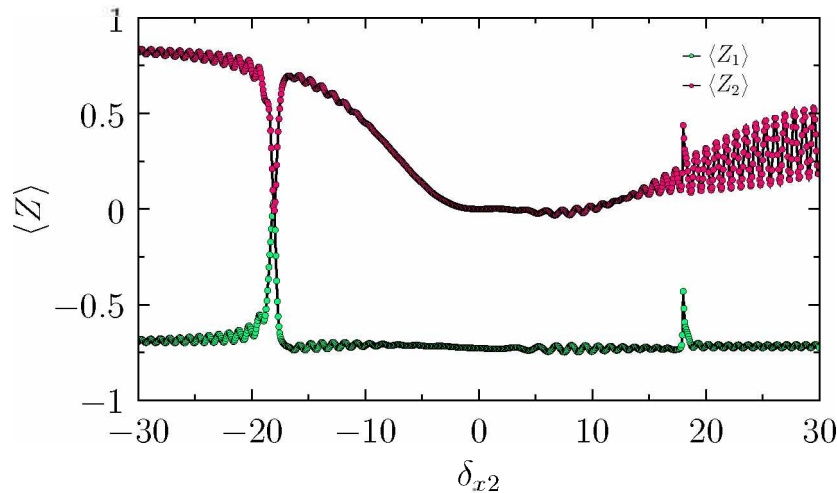


Figura 3.12: Cálculo da Inversão de população média  $\langle Z \rangle$  em função de  $\delta_{x2}$ . O sistema apresenta a seguinte configuração  $\delta_{x1} = -18g$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$ ,  $J = 1.4g$  e  $V_f = 0.2g$ . Bombeando apenas o ponto quântico 1, observa-se que diante da condição em que a energia excitônica do ponto quântico 2 encontra-se em ressonância com o ponto quântico 1, estabelece a melhor condição de “comunicação” entre os pontos,  $\delta_{x2} = -18g$ .

inversão de população induzida, analisamos a influência da dessintonia entre os qubits no comportamento da inversão de população média  $\langle Z \rangle$  em função de  $V_f$ . Na Figura 3.13, realizamos a análise da inversão de população média induzida do qubit 2 por ação do bombeio realizado no qubit 1. Observa-se que as condições em que as dessintonias entre os pontos quânticos correspondem a  $2 \text{ meV}$  e  $1 \text{ meV}$  (representadas respectivamente pelas curvas com tonalidades magenta e azul), a condição,  $V_f = g$ , não proporciona uma inversão de população induzida para região central, ( $\langle Z \rangle = 0$ ). No entanto, aproximando-se da região de ressonância, valores inferiores de  $V_f$  possibilitam uma melhor inversão de população induzida no qubit 2, como pode ser constatado para  $\delta_{x1} = \delta_{x2}$  (curva em verde).

Preparamos o sistema diante da condição de ressonância e  $V_f = 0.25g$ , considerando que no estado estacionário, a cavidade apresente cerca de 25 fótons em seu interior, conforme representado na Figura 3.7. Verifica-se na Figura 3.14, que diante da ação do pulso gaussiano com área  $\Theta = 1.07\pi$  sobre o qubit 1, centrado em  $t_{c1} = 5g$ , que após a inversão de população do qubit 1 a dinâmica da inversão de população induzida do ponto quântico 2 sofre consideráveis oscilações para regiões próximas ao polo sul da esfera de Poincaré. A medida que a dinâmica evolui, o comportamento de colapso e ressurgimento, característica do acoplamento ponto quântico-cavidade se desvanece, identificando, que



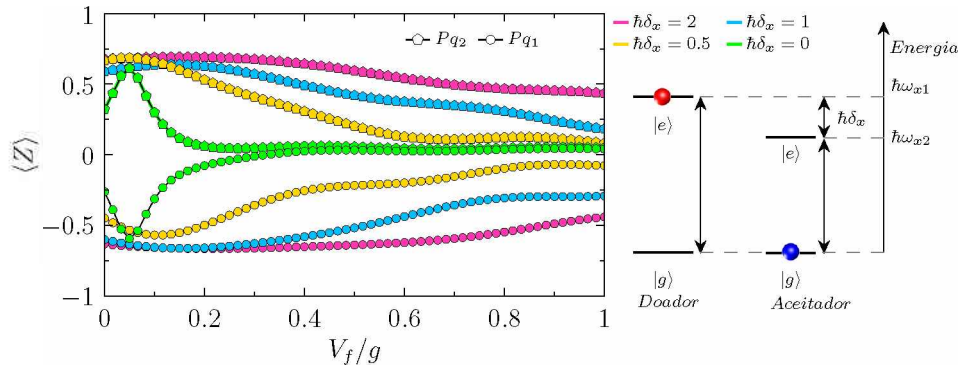


Figura 3.13: Cálculo da inversão de população média  $\langle Z \rangle$  para os dois pontos quânticos considerados. O sistema inicialmente apresenta-se diante da seguinte configuração:  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$  e  $J = 1.4g$ . Observa-se que mediante a ação do pulso sobre o ponto quântico 1, a condição de ressonância entre os pontos, corresponde a configuração que estabelece a inversão de população média  $\langle Z \rangle$  dos dois pontos para região equatorial  $\langle Z \rangle = 0$ , para valores mais baixos de  $V_f$ . A figura a esquerda, corresponde a configuração energética dos pontos quânticos presentes na cavidade, em que  $\hbar\delta_x$  representa a diferença energética entre eles.

diante da configuração apresentada, a troca de informação entre os pontos torna-se predominante. Dispondo da configuração adequada, conforme apresentado, é possível gerir o controle da “comunicação” entre os qubits por intermédio da ação do pulso gaussiano de curta duração, realizando a inversão de população induzida para regiões equatoriais e polares na esfera de Poincaré, representando um avanço na busca pela implementação de *chips* utilizando a interação entre pontos quânticos em cristais fotônicos ou guia de ondas.

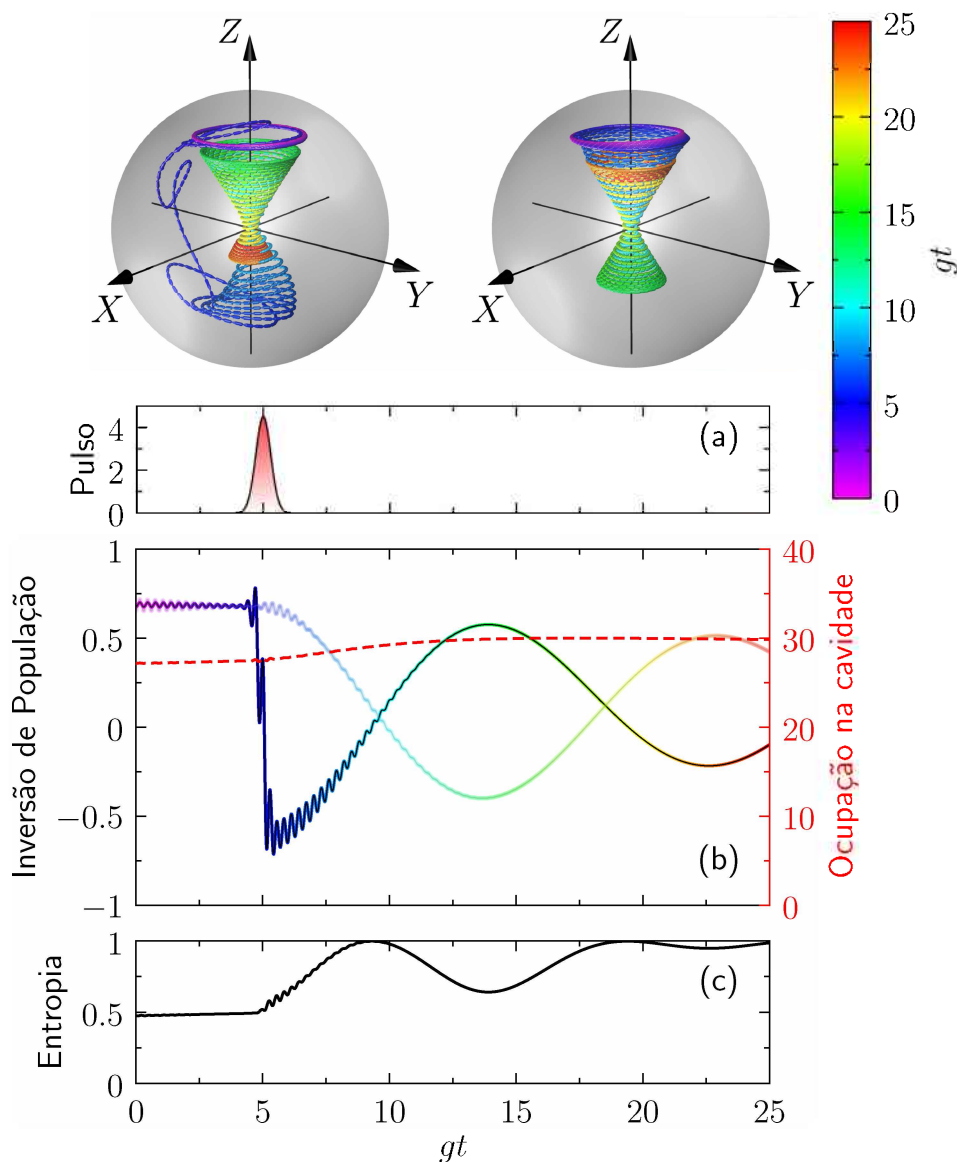


Figura 3.14: Dinâmica do qubit diante à ação do pulso gaussiano. Inicialmente o sistema apresenta a seguinte configuração:  $\delta_{x1} = \delta_{x2}$ ,  $\delta_c = -20.6g$ ,  $\delta_j = 0$ ,  $\Gamma_c = 0.5g$ ,  $\gamma_{x1}^\phi = \gamma_{x2}^\phi = 0.01g$ ,  $\Gamma_{x1} = \Gamma_{x2} = 0.01g$ ,  $\Theta = 1.07\pi$ ,  $J = 1.4g$  e  $V_f = 0.25g$ . (a) Ilustra o pulso gaussiano aplicado no sistema. (b) Controle da dinâmica da inversão de população do sistema e ocupação média de fótons no interior da cavidade (linha pontilhada em vermelho) em função da unidade de tempo  $gt$ . (c) Entropia de Von Neumann como medida de do grau de emaranhamento dos subsistemas. Observa-se que em virtude do acoplamento não radiativo ser da ordem de  $g$  há uma alternância na inversão de população dos qubits simultaneamente com a omissão do comportamento de colapso e ressurgimento, característica advinda do acoplamento entre o ponto quântico e a cavidade.

## Conclusões

Neste trabalho, consideramos como objeto de estudo, a interação radiação-matéria, considerando pontos quânticos semicondutores inseridos em cavidades de cristal fotônico, apresentando modo fotônico nas proximidades da energia de excitação do ponto quântico. Utilizamos o modelo de Jaynes-Cummings na aproximação de ondas girantes – (Rotating Wave Approximation – RWA) para descrever o sistema. Discutimos a interação do éxciton com o estado coerente de fótons presente no interior da cavidade utilizando tanto um laser contínuo atuando na cavidade, controlando os processos dissipativos e conservando o estado coerente quanto um pulso gaussiano conduzindo a dinâmica do qubit. Consideramos os pontos quânticos como sistemas de dois níveis, no qual o estado fundamental  $|0\rangle$  e o estado excitado  $|1\rangle$  representam os estados definidos do qubit. Estudamos a dinâmica da inversão de população do qubit utilizando como forma de controle um pulso gaussiano e analisamos o grau de emaranhamento entre os subsistemas (ponto quântico e cavidade) por meio da Entropia de von Neumann. Diante do sistema ausente de processos incoerentes foi possível verificar por intermédio da média ocupacional, utilizando um laser contínuo, a melhor configuração de dessintonia entre ponto quântico e a cavidade, bem como a melhor frequência do laser que promove a população de estados vestidos. Analisamos a influência da área do pulso ( $\Theta$ ) na dinâmica do qubit e verificamos que a área do pulso afeta de forma significativa na inversão de população. Com auxílio da configuração encontrada, foi possível obter o controle da inversão de população, promovendo o “aprisionamento” da população – *self-trapping* e oscilações com fase relativa específica. Aplicando ao sistema pulsos de curta duração, verificamos um controle eficiente da inversão de população, promovendo a dinâmica para os polos e equador da esfera de Poincaré aumentando de forma eficiente o grau de emaranhamento entre os subsistemas. Verificamos o alcance energético do emaranhamento do sistema em função da dessintonia existente entre a frequência do ponto quântico com relação a frequência da cavidade –  $\delta_x$ . Analisamos também a dependência do emaranhamento do sistema com relação a área do pulso e constatamos que é possível realizar uma rotação na dinâmica do qubit por meio da variação da área do pulso incidente. Estudamos também o comportamento do sistema diante de processos dissipativos, que promovem a perda de informação do sistema. Consideramos a perda de fase relativa, emissão espontânea do ponto quântico e a taxa de dissipação de fótons da cavidade como processos incoerentes presentes no sistema e analisamos a dinâmica em um intervalo de tempo

$gt = 25$ . Investigamos a dependência do controle da inversão de população diante da perda de fótons do interior da cavidade e verificamos que essa perda promove a quebra da configuração energética que propicia a melhor inversão de população para o sistema e conseqüentemente um perda efetiva no controle do qubit. Buscando proteger o sistema com relação a perda de fótons mantendo o estado coerente e preservando o controle do qubit, acrescentamos ao sistema um bombeio constante atuante exclusivamente na cavidade. Verificamos por meio do número médio de fótons  $\langle n \rangle$ , a melhor intensidade do bombeio coerente que mantêm o número de fótons constante no interior da cavidade. Preparamos o sistema diante da configuração energética que promove a melhor inversão de população e consideramos a situação na qual o número de fótons no interior da cavidade permanece inalterado como condição inicial. Utilizando pulsos de curta duração verificamos o controle da dinâmica da inversão de população para o qubit. Buscando tornar o estudo mais realístico, acrescentamos mais um ponto quântico no sistema e analisamos a dependência do acoplamento Föster no controle da inversão de população e a influência do acoplamento na inversão de população do qubit não excitado. Constatamos que em condições em que o acoplamento Föster  $-V_f$  equivale energeticamente a constante de acoplamento ponto quântico-cavidade  $-\hbar g$  a inversão de população do qubit não bombeado via pulso gaussiano, alcança a região de máximo emaranhamento do sistema (Região equatorial da esfera de Poincaré). Por fim, por meio da análise de  $\langle Z \rangle$  em função de  $\delta_{x2}$ , bombeando de forma exclusiva o qubit 1, constatamos que a condição de ressonância corresponde a melhor configuração energética para a troca de informação entre os qubits. Assim analisando a dessintonia entre os qubits, verificamos que na condição de ressonância  $V_f \approx 0.25g$  certifica de forma mais eficiente a comunicação entre os qubits. Portanto, por meio das configurações apresentadas foi possível realizar a inversão de população induzida no ponto quântico 2 para regiões polares da esfera de Poincaré, através do bombeio realizado no ponto quântico 1. Neste sentido, o trabalho apresentado nesta Tese corresponde a possibilidade de implementação de um transporte de informação quântica controlada via pulso gaussiano.

# Referências

- 1 AKAHANE, Y. et al. High-q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 425, p. 944–947, Oct 2003. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature02063>>. Citado 3 vezes nas páginas 12, 34 e 53.
- 2 FREITAS, A. de; SANZ, L.; VILLAS-BÔAS, J. M. Coherent control of the dynamics of a single quantum-dot exciton qubit in a cavity. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 95, p. 115110, Mar 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.115110>>. Citado 13 vezes nas páginas 13, 14, 17, 18, 19, 72, 73, 74, 76, 90, 91, 93 e 94.
- 3 M., K. et al. Detection of cancer biomarkers in serum using a hybrid mechanical and optoplasmonic nanosensor. *Nat Nano*, v. 9, n. 12, p. 1047–1053, 2014. Disponível em: <<http://www.nature.com/nnano/journal/v9/n12/abs/nnano.2014.250.html#supplementary-information>>. Citado na página 31.
- 4 MENEZES, J. W. et al. Fabricação de cristais fotônicos 2d utilizando litografia holográfica e plasma rie. *Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo*, v. 26, n. 1, p. 21–23, 2007. Disponível em: <<http://www.sbvacu.org.br/rbav/index.php/rbav/article/view/11/7>>. Citado na página 32.
- 5 NELSON, E. C. et al. Epitaxial growth of three-dimensionally architected optoelectronic devices. *Nat Mater*, Nature Publishing Group, v. 10, p. 676–681, Set 2011. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nmat3071>>. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 51.
- 6 NODA, S. et al. Full three-dimensional photonic bandgap crystals at near-infrared wavelengths. *Science*, v. 289, n. 5479, p. 604–606, 2000. Disponível em: <<http://www.sciencemag.org/content/289/5479/604.abstract>>. Citado na página 32.
- 7 MEKIS, A. et al. High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 77, p. 3787–3790, Oct 1996. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.3787>>. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 52.
- 8 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 32.
- 9 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 2 vezes nas páginas 32 e 51.

- 10 SMAJIC, J.; HAFNER, C.; ERNI, D. Design and optimization of an achromatic photonic crystal bend. *Opt. Express*, OSA, v. 11, n. 12, p. 1378–1384, Jun 2003. Disponível em: <<http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-11-12-1378>>. Citado na página 32.
- 11 YOSHIHIRO, A. et al. Ultra-high-q photonic double-heterostructure nanocavity. *Nat Mater*, v. 4, n. 3, p. 207–210, 2005. Disponível em: <[http://www.nature.com/nmat/journal/v4/n3/supinfo/nmat1320\\_S1.html](http://www.nature.com/nmat/journal/v4/n3/supinfo/nmat1320_S1.html)>. Citado 2 vezes nas páginas 33 e 35.
- 12 TANAKA, Y. et al. Dynamic control of the q factor in a photonic crystal nanocavity. *Nat Mater*, Nature Publishing Group, v. 6, p. 862–865, Nov 2007. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nmat1994>>. Citado na página 33.
- 13 WU, T.-T. et al. High quality factor nonpolar gan photonic crystal nanocavities. *Applied Physics Letters*, v. 102, n. 19, 2013. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/102/19/10.1063/1.4807137>>. Citado na página 33.
- 14 FAN, L. et al. Aluminum nitride piezo-acousto-photonic crystal nanocavity with high quality factors. *Applied Physics Letters*, v. 102, n. 15, 2013. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/102/15/10.1063/1.4802250>>. Citado na página 33.
- 15 CHANG, L. L.; ESAKI, L.; TSU, R. Resonant tunneling in semiconductor double barriers. *Applied Physics Letters*, v. 24, n. 12, p. 593–595, 1974. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/24/12/10.1063/1.1655067>>. Citado na página 33.
- 16 DINGLE, R.; WIEGMANN, W.; HENRY, C. H. Quantum states of confined carriers in very thin  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ - $\text{GaAs}$ - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 33, p. 827–830, Sep 1974. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.33.827>>. Citado na página 33.
- 17 BROERS, A. N. et al. Electron-beam fabrication of 80 Å metal structures. *Applied Physics Letters*, v. 29, p. 596–598, 1976. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/29/9/10.1063/1.89155>>. Citado na página 33.
- 18 HOWARD, R. E. et al. Microfabrication as a scientific tool. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 221, n. 4606, p. 117–121, 1983. ISSN 0036-8075. Disponível em: <<http://science.sciencemag.org/content/221/4606/117>>. Citado na página 33.
- 19 SAKAKI, H. Scattering suppression and high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures. *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 19, n. 12, p. L735, 1980. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1347-4065/19/i=12/a=L735>>. Citado na página 33.

- 20 WHEELER, R. G. et al. Localization and electron-electron interaction effects in submicron-width inversion layers. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 49, p. 1674–1677, Nov 1982. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.49.1674>>. Citado na página 33.
- 21 THORNTON, T. J. et al. One-dimensional conduction in the 2d electron gas of a gaas-algaas heterojunction. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 56, p. 1198–1201, Mar 1986. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.56.1198>>. Citado na página 33.
- 22 CARINI, J. P.; LONDERGAN, J. T.; MURDOCK, D. P. Bound states in waveguides and bent quantum wires. ii. electrons in quantum wires. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 55, p. 9852–9859, Apr 1997. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.55.9852>>. Citado na página 33.
- 23 WAN, C. C.; HUANG, Y.; GUO, H. Dissipative quantum transport in a quantum wire. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 53, p. 10951–10972, Apr 1996. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.53.10951>>. Citado na página 33.
- 24 CIBERT, J. et al. Optically detected carrier confinement to one and zero dimension in gaas quantum well wires and boxes. *Applied Physics Letters*, v. 49, n. 19, p. 1275–1277, 1986. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/49/19/10.1063/1.97384>>. Citado na página 33.
- 25 REED, M. A. et al. Observation of discrete electronic states in a zero-dimensional semiconductor nanostructure. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 60, p. 535–537, Feb 1988. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.535>>. Citado na página 33.
- 26 BRACKER, A. S. et al. Engineering electron and hole tunneling with asymmetric inas quantum dot molecules. *Applied Physics Letters*, v. 89, n. 23, 2006. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/89/23/10.1063/1.2400397>>. Citado na página 34.
- 27 VILLAS-BÔAS, J. M.; GOVOROV, A. O.; ULLOA, S. E. Coherent control of tunneling in a quantum dot molecule. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 69, p. 125342, Mar 2004. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.69.125342>>. Citado na página 34.
- 28 VILLAS-BÔAS, J. M.; ULLOA, S. E.; GOVOROV, A. O. Decoherence of rabi oscillations in a single quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 94, p. 057404, Feb 2005. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.057404>>. Citado na página 34.
- 29 MILLER, D. A. B. et al. Band-edge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined stark effect. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society,



- v. 53, p. 2173–2176, Nov 1984. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.53.2173>>. Citado na página 34.
- 30 WEN, G. W. et al. Quantum-confined stark effects in semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 52, p. 5913–5922, Aug 1995. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.52.5913>>. Citado na página 34.
- 31 EMPEDOCLES, S. A.; BAWENDI, M. G. Quantum-confined stark effect in single cdse nanocrystallite quantum dots. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 278, n. 5346, p. 2114–2117, 1997. ISSN 0036-8075. Disponível em: <<http://science.sciencemag.org/content/278/5346/2114>>. Citado na página 34.
- 32 FINLEY, J. J. et al. Quantum-confined stark shifts of charged exciton complexes in quantum dots. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 70, p. 201308, Nov 2004. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.70.201308>>. Citado na página 34.
- 33 HENNESSY, K. et al. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system. *Nature*, v. 445, n. 7130, p. 896–899, Feb 2007. ISSN 0028-0836. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature05586>>. Citado 3 vezes nas páginas 34, 62 e 86.
- 34 MÜLLER, K. et al. Coherent generation of nonclassical light on chip via detuned photon blockade. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 114, p. 233601, Jun 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.233601>>. Citado na página 34.
- 35 HEINZE, D. et al. A quantum dot single-photon source with on-the-fly all-optical polarization control and timed emission. The Author(s) SN -, v. 6, p. 8473 EP -, Oct 2015. Article. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/ncomms9473>>. Citado na página 34.
- 36 FISCHER, K. A. et al. Signatures of two-photon pulses from a quantum two-level system. *Nat Phys*, Nature Publishing Group, advance online publication, Feb 2017. ISSN 1745-2481. Letter. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nphys4052>>. Citado na página 34.
- 37 JAYNES, E.; CUMMINGS, F. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IEEE*, v. 51, n. 1, p. 89 – 109, jan. 1963. ISSN 0018-9219. Citado 3 vezes nas páginas 34, 62 e 64.
- 38 BULOVIĆ, V. et al. Weak microcavity effects in organic light-emitting devices. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 58, p. 3730–3740, Aug 1998. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.3730>>. Citado na página 34.
- 39 STEVENSON, R. M. et al. A semiconductor source of triggered entangled photon pairs. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 439, p. 179–182, Jan 2006. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature04446>>. Citado na página 34.



- 40 OKA, H.; ISHIHARA, H. Highly efficient generation of entangled photons by controlling cavity bipolariton states. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 100, p. 170505, Apr 2008. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.170505>>. Citado na página 34.
- 41 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 2 vezes nas páginas 35 e 65.
- 42 SRINIVASAN, K.; PAINTER, O. Mode coupling and cavity-quantum-dot interactions in a fiber-coupled microdisk cavity. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 75, p. 023814, Feb 2007. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.75.023814>>. Citado na página 35.
- 43 LAMBROPOULOS, P.; PETROSYAN, D. *Fundamental of Quantum Optics and Quantum Information*. [S.l.]: Springer, 2007. Citado 2 vezes nas páginas 37 e 67.
- 44 BENNETT, C. H. et al. Concentrating partial entanglement by local operations. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 53, p. 2046–2052, Apr 1996. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.53.2046>>. Citado na página 38.
- 45 NIELSEN, M. A.; CHUANG, I. L. *Quantum computation and Quantum information*. [S.l.]: Cambridge University Press, 2000. Citado na página 39.
- 46 ZUREK, W. H.; PAZ, J. P. Decoherence, chaos, and the second law. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 72, p. 2508–2511, Apr 1994. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.72.2508>>. Citado na página 39.
- 47 KIM, J. I. et al. Perturbative expansion for coherence loss. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 77, p. 207–210, Jul 1996. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.207>>. Citado na página 39.
- 48 FANO, U. Description of states in quantum mechanics by density matrix and operator techniques. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 29, p. 74–93, Jan 1957. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.29.74>>. Citado na página 39.
- 49 SANTOS, E.; FERRERO, M. Linear entropy and bell inequalities. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 62, p. 024101, Jul 2000. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.62.024101>>. Citado na página 39.
- 50 ROSALES-ZÁRATE, L. E. C.; DRUMMOND, P. D. Linear entropy in quantum phase space. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 84, p. 042114, Oct 2011. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.84.042114>>. Citado na página 39.

- 51 BUSCEMI, F.; BORDONE, P.; BERTONI, A. Linear entropy as an entanglement measure in two-fermion systems. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 75, p. 032301, Mar 2007. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.75.032301>>. Citado na página 39.
- 52 PETERS, N. A.; WEI, T.-C.; KWIAT, P. G. Mixed-state sensitivity of several quantum-information benchmarks. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 70, p. 052309, Nov 2004. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.70.052309>>. Citado 2 vezes nas páginas 39 e 62.
- 53 RODT, S. et al. Biexcitons in self-organized inas/gaas quantum dots: an optical probe for structural properties. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, v. 21, n. 2–4, p. 1065 – 1069, 2004. ISSN 1386-9477. Proceedings of the Eleventh International Conference on Modulated Semiconductor Structures. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1386947703007550>>. Citado na página 48.
- 54 VAHALA, K. J. Optical microcavities. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 424, p. 839–846, Set 2003. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature01939>>. Citado 2 vezes nas páginas 50 e 86.
- 55 REITZENSTEIN, S.; FORCHEL, A. Quantum dot micropillars. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 43, n. 3, p. 033001, 2010. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0022-3727/43/i=3/a=033001>>. Citado 2 vezes nas páginas 50 e 86.
- 56 KASPRZAK, J. et al. Up on the jaynes-cummings ladder of a quantum-dot/microcavity system. *Nat Mater*, Nature Publishing Group, v. 9, p. 304–308, 04 2010. Disponível em: <<http://www.nature.com/nmat/journal/v9/n4/abs/nmat2717.html#supplementary-information>>. Citado na página 50.
- 57 GAZZANO, O. et al. Bright solid-state sources of indistinguishable single photons. *Nat Commun*, Nature Publishing Group, a division of Macmillan Publishers Limited. All Rights Reserved., v. 4, 02 2013. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/ncomms2434>>. Citado na página 50.
- 58 OULTON, R. Quantum dots: Electrifying cavities. *Nat Nano*, Nature Publishing Group, a division of Macmillan Publishers Limited. All Rights Reserved., v. 9, p. 169–170, 03 2014. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2014.41>>. Citado na página 50.
- 59 SOLLI, D.; HICKMANN, J. Study of the properties of 2d photonic crystal structures as a function of the air-filling fraction and refractive index contrast. *Optical Materials*, v. 33, n. 3, p. 523 – 526, 2011. ISSN 0925-3467. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S092534671000488X>>. Citado na página 51.

- 60 CHOW, E. et al. Three-dimensional control of light in a two-dimensional photonic crystal slab. *Nature*, v. 407, p. 983 – 986, 2000. ISSN 6807. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/35039583>>. Citado na página 51.
- 61 AOKI, K. et al. Microassembly of semiconductor three-dimensional photonic crystals. *Nat Mater*, v. 2, p. 117–121. ISSN 2. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nmat802>>. Citado na página 51.
- 62 JOANNOPOULOS, J. D.; MEADE, R. D.; WINN, J. N. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. Princeton University Press, New Jersey, 1995. Disponível em: <<http://ab-initio.mit.edu/book/photonic-crystals-book.pdf>>. Citado 2 vezes nas páginas 51 e 95.
- 63 FUSHIMI, A. et al. Fast calculation of the quality factor for two-dimensional photonic crystal slab nanocavities. *Opt. Express*, OSA, v. 22, n. 19, p. 23349–23359, Sep 2014. Disponível em: <<http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-22-19-23349>>. Citado na página 54.
- 64 SONG, B.-S. et al. Demonstration of two-dimensional photonic crystals based on silicon carbide. *Opt. Express*, OSA, v. 19, n. 12, p. 11084–11089, Jun 2011. Disponível em: <<http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-19-12-11084>>. Citado na página 54.
- 65 AKAHANE, Y. et al. Fine-tuned high-q photonic-crystal nanocavity. *Opt. Express*, OSA, v. 13, n. 4, p. 1202–1214, Feb 2005. Disponível em: <<http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-13-4-1202>>. Citado na página 54.
- 66 IMAMOGLU, A. et al. Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system. *Nature*, Nature Publishing Group, p. 896–899, 2007. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature05586>>. Citado na página 54.
- 67 WANG, Y.; HAW, J. Y. Bridging the gap between the jaynes–cummings and rabi models using an intermediate rotating wave approximation. *Physics Letters A*, v. 379, n. 8, p. 779 – 786, 2015. ISSN 0375-9601. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960114012936>>. Citado na página 61.
- 68 REITHMAIER, J. P. et al. Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system. *Nature*, v. 432, n. 7014, p. 197–200, Nov 2004. ISSN 0028-0836. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature02969>>. Citado na página 62.
- 69 DORY, C. et al. Complete coherent control of a quantum dot strongly coupled to a nanocavity. *Scientific Reports*, The Author(s) SN -, v. 6, p. 25172 EP –, Apr 2016. Article. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/srep25172>>. Citado na página 62.
- 70 PETERS, N. A.; WEI, T.-C.; KWIAT, P. G. Benchmarking and procrustean noise reduction of entangled mixed states. *Proc. SPIE*, v. 5468, p. 269–281, 2004. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1117/12.546857>>. Citado na página 62.

- 71 FOX, M. *Quantum Optics: An Introduction*. [S.l.]: (Oxford University), 2006. Citado na página 63.
- 72 ROJAN, K. et al. Arbitrary-quantum-state preparation of a harmonic oscillator via optimal control. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 90, p. 023824, Aug 2014. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.90.023824>>. Citado na página 64.
- 73 TANG, J.; GENG, W.; XU, X. Quantum interference induced photon blockade in a coupled single quantum dot-cavity system. *Scientific Reports*, The Author(s) SN -, v. 5, p. 9252 EP -, Mar 2015. Article. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/srep09252>>. Citado na página 64.
- 74 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 65.
- 75 FRANCO, R. L.; XIA, Y.-J.; MAN, Z.-X. Cavity-based architecture to preserve quantum coherence and entanglement. *Scientific Reports*, v. 5, 2015. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/srep13843>>. Citado na página 65.
- 76 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 na página 69.
- 77 MAJUMDAR, A. et al. Ultrafast nonlinear dynamics in strongly coupled quantum dot-cavity system. *Conference on Lasers and Electro-Optics 2012*, Optical Society of America, p. CTh3M.3, 2012. Disponível em: <[http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO\\_SI-2012-CTh3M.3](http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO_SI-2012-CTh3M.3)>. Citado na página 71.
- 78 GRAY, H. R.; WHITLEY, R. M.; STROUD, C. R. Coherent trapping of atomic populations. *Opt. Lett.*, OSA, v. 3, n. 6, p. 218–220, Dec 1978. Disponível em: <<http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-3-6-218>>. Citado 2 vezes nas páginas 73 e 75.
- 79 KALB, N. et al. Heralded storage of a photonic quantum bit in a single atom. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 114, p. 220501, Jun 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.114.220501>>. Citado na página 73.
- 80 VUČKOVIĆ, J. et al. Complete coherent control of a quantum dot strongly coupled to a nanocavity. *Scientific Reports*, v. 6, 04 2016. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/srep25172>>. Citado na página 73.
- 81 XU, X. et al. Coherent population trapping of an electron spin in a single negatively charged quantum dot. *Nat Phys*, Nature Publishing Group, v. 4, n. 9, p. 692–695,

- Sep 2008. ISSN 1745-2473. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nphys1054>>. Citado na página 75.
- 82 KUMAR, P.; NAKAJIMA, T. Coherent population trapping in negatively charged self-assembled quantum dots using a train of femtosecond pulses. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 91, p. 023832, Feb 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.91.023832>>. Citado na página 75.
- 83 KEELING, J. *Light-Matter Interactions and Quantum Optics*. CreateSpace Independent Publishing Platform, 2014. ISBN 9781500976347. Disponível em: <[https://books.google.com.br/books?id=PEm\\\_oQEACAAJ](https://books.google.com.br/books?id=PEm\_oQEACAAJ)>. Citado na página 76.
- 84 KASPRZAK, J. et al. Up on the Jaynes-Cummings ladder of a quantum-dot/microcavity system. *Nat Mater*, Nature Publishing Group, v. 9, p. 304–308, Abr 2010. Disponível em: <<http://www.nature.com/nmat/journal/v9/n4/abs/nmat2717.html>>. Citado na página 83.
- 85 FINK, J. M. et al. Climbing the jaynes-cummings ladder and observing its nonlinearity in a cavity qed system. *Nature*, Macmillan Publishers Limited. All rights reserved, v. 454, p. 315–318, jul 2008. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature07112>>. Citado na página 83.
- 86 GOVENIUS, J. et al. Parity measurement of remote qubits using dispersive coupling and photodetection. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 92, p. 042305, Oct 2015. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.92.042305>>. Citado na página 85.
- 87 SCULLY, M. O.; ZUBAIRY, M. S. *Quantum Optics*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1997. Citado na página 85.
- 88 ENGLUND, D. et al. Controlling cavity reflectivity with a single quantum dot. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 450, n. 7171, p. 857–861, Dec 2007. ISSN 0028-0836. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature06234>>. Citado na página 86.
- 89 FÖRSTER, T. Zwischenmolekulare energiewanderung und fluoreszenz. *Annalen der Physik*, WILEY-VCH Verlag, v. 437, n. 1-2, p. 55–75, 1948. ISSN 1521-3889. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1002/andp.19484370105>>. Citado na página 95.
- 90 BÜNAU, G. v. J. b. birks: Photophysics of aromatic molecules. wiley-interscience, london 1970. *Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, v. 74, n. 12, p. 1294–1295, 1970. ISSN 0005-9021. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1002/bbpc.19700741223>>. Citado na página 95.
- 91 LIDKE, D. S. et al. Quantum dot ligands provide new insights into erbb/her receptor-mediated signal transduction. *Nat Biotech*, Nature Publishing Group, v. 22, n. 2, p. 198–203, Feb 2004. ISSN 1087-0156. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nbt929>>. Citado na página 95.



- 92 PONS, T. et al. Solution-phase single quantum dot fluorescence resonance energy transfer. *Journal of the American Chemical Society*, v. 128, n. 47, p. 15324–15331, 2006. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1021/ja0657253>>. Citado na página 95.
- 93 FINK, J. M. et al. Dressed collective qubit states and the tavis-cummings model in circuit qed. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 103, p. 083601, Aug 2009. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.103.083601>>. Citado na página 96.
- 94 AGARWAL, S.; RAFSANJANI, S. M. H.; EBERLY, J. H. Tavis-cummings model beyond the rotating wave approximation: Quasidegenerate qubits. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 85, p. 043815, Apr 2012. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.85.043815>>. Citado na página 96.
- 95 SAKURAI, J. J. *Modern Quantum Mechanics*. [S.l.]: Addison Wesley, 1994. Citado na página 97.
- 96 FREITAS, A. de et al. *Manipulação coerente de pontos quânticos em nanocavidades*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Uberlândia, 2012. Citado na página 97.
- 97 NAZIR, A. et al. Anticrossings in förster coupled quantum dots. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 71, p. 045334, Jan 2005. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.045334>>. Citado na página 103.
- 98 BORRI, P. et al. Ultralong dephasing time in ingaas quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 87, p. 157401, Sep 2001. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.157401>>. Citado na página 104.
- 99 BAYER, M.; FORCHEL, A. Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in  $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{GaAs}$  self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 65, p. 041308, Jan 2002. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.041308>>. Citado na página 104.
- 100 BIRKEDAL, D.; LEOSSON, K.; HVAM, J. M. Long lived coherence in self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 87, p. 227401, Nov 2001. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.227401>>. Citado na página 104.

# Índice Remissivo

## A

Acoplamento forte, 58  
Acoplamento fraco, 57  
Amplitude de probabilidade, 65  
Aproximação de dipolo, 55, 60, 81  
Aproximação de ondas girantes, 57, 81

## B

Banda de condução, 49  
Banda de valência, 49  
Bandas de Energia, 42  
Bulk, 43, 48

## C

Colapso e ressurgimento, 62  
Cristais fotônicos, 47

## D

Densidade de estados, 43  
Densidade de probabilidade, 38

## E

Efeito Stark, 31  
Emaranhamento, 34–36  
Entropia de von Neumann, 36  
Entropia linear, 36, 38  
Equação Liouville–von Neumann, 96  
Equação Master de Lindblad, 61, 81  
Equações de Maxwell, 52  
Escada de Jaynes-Cummings, 59  
Esfera de Bloch, 38, 39  
Esfera de Poincaré, 38  
Estado excitônico, 37  
Estado Fundamental, 37  
Estado puro, 33, 34, 36

Estados mistos, 34

Evolução temporal, 42

Exciton, 43

## F

Förster Resonance Energy Transfer, 91  
Fator de qualidade, 49  
Fios quânticos, 43

## G

Gap Fotônico, 48, 49

## H

Hamiltoniano da cavidade, 55  
Hamiltoniano de Interação, 56, 57  
Hamiltoniano de Jaynes-Cummings, 58  
Hamiltoniano do ponto quântico, 46

## I

Inversão de população, 63, 65  
Inversão de população induzida, 99  
Inversão de população média, 67

## L

Lema de Baker-Hausdorff, 62  
Liouville-von Neumann, 35, 61, 81

## M

Média ocupacional, 65  
Matriz de transição de dipolo, 56  
Matriz densidade reduzida, 37, 38  
Micro-cavidades, 47  
Modos normais, 52  
Momento de dipolo, 55

## N

Nanocavidades, 47

**O**

Operador Matriz Densidade, 33  
Operador matriz densidade, 33, 36  
Oscilação de Rabi, 64  
Overlap, 91

**P**

Poço quântico, 43  
Poláritons, 59  
Pontos quânticos, 43  
Pontos quânticos auto-organizados, 45  
Pontos quânticos semicondutores, 42  
População, 33

**Q**

Qubit, 69  
Qubits, 28

**R**

Reflexão de Bragg, 47

Reflexão Interna Total, 48

**S**

Self-trapping, 69  
Sistema de dois níveis, 37, 45  
Sistemas de dois níveis, 46  
Sistemas quânticos abertos, 33  
Sistemas quânticos fechados, 33  
Stranski-Krastanov, 96  
Stranski–Krastanow, 45

**T**

Traço parcial, 35, 36  
Transformação unitária, 93

**V**

Valor esperado, 34  
Vetor de onda, 54

**W**

Wetting latter, 45