

**Bi-estabilidade óptica e  
condensação de Bose-Einstein de  
polaritons**

*Eduardo Adriano Cotta*

# BI-ESTABILIDADE ÓPTICA E CONDENSAÇÃO DE BOSE-EINSTEIN DE POLARITONS

por

Eduardo Adriano Cotta

Laboratório de Fotônica  
Departamento de Física

UFMG

Tese apresentada ao colegiado do curso de Doutorado em Física da Universidade Federal de Minas Gerais em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do grau de Doutor em Ciências Físicas.



Belo Horizonte, MG, Brasil

Março, 2008

© *Todos os direitos autorais reservados.*

*A preguiça é a mãe do progresso. Se o homem não tivesse preguiça de  
caminhar, não teria inventado a roda.*

*Homenagem ao meu poeta preferido: Mário Quintana.*

*Dedicado à Divina Ironia, que tudo permeia.*

## Agradecimentos

Inicialmente gostaria de agradecer ao meu orientador, Prof. Franklin Massami Martinaga, pois graças à sua orientação, paciência e amizade foi possível realizar esta tese. Gostaria também de agradecer:

- aos alunos de iniciação científica, Mateus e Victor, que me ajudaram na realização dos experimentos.
- à professora Maria Carolina Nemes e seu aluno de mestrado Héliques Mesquita, que me auxiliaram na descrição teórica para o tratamento da bi-estabilidade óptica;
- aos professores Paulo Nussenzeig (USP) e Fernando Iikawa (UNICAMP) que nos auxiliaram em importantes discussões e abriram as portas de seus laboratórios para realização de importantes interações;
- aos técnicos do departamento, aos professores Carlos Henrique Monken e Sebastião de Pádua que nos ajudaram concedendo equipamentos de seus laboratórios e, de forma geral, a todas as pessoas que de algum modo colaboraram para a realização deste trabalho;
- à minha esposa Tathiana que me apoiou e me incentivou em todos os momentos para a realização dessa tese.
- ao CNPq que me concedeu a bolsa de doutorado, permitindo a realização dos estudos aqui apresentados.

Por fim, embora não menos importante, sou grato a todas as pessoas cujas ações, em estranha conjunção, positivas ou negativas, desenharam meus caminhos, com muitas, ou poucas, vírgulas, e permitiram que eu me divertisse investigando a Natureza por pelo menos um breve espaço de minha vida: meus amados pais e antepassados, a quem palavras são mais que supérfluas e meus velhos amigos de infância e de graduação, que se dissiparam no tempo e seguiram seus diversos caminhos, distantes no espaço mas próximos na memória e no coração.

---

---

## RESUMO:

---

Efeitos de Bi-Estabilidade Óptica (OB) estão intrinsicamente ligados à não-linearidade do meio de ganho. Em microcavidades, a presença deste comportamento é proporcionado pelo efeito Kerr provocado não pela densidade de fótons confinados na cavidade, mas devido à densidade de polaritons gerados ressonantemente sob regime de acoplamento forte. A amostra em análise é esfriada à 10K por um criostato a “dedo frio” e corresponde à uma microcavidade formada por espelhos DBR ( $AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ ) separadas por uma camada espaçadora ( $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ) contendo um poço quântico de  $GaAs$  de  $100\text{\AA}$  como meio de ganho.

Nossos resultados experimentais mostram um cruzamento das curvas de OB (contendo um ou dois pontos de intersecção) sob certas condições de excitação. Apresentamos um modelo no qual descrevemos este comportamento, onde os cálculos mostram uma competição entre o efeito Kerr proporcionado pela população de polaritons e efeitos térmicos proporcionados pelo processo de excitação. Este comportamento se deve ao fato de que a variação do índice de refração possui sinais opostos para cada caso.

Foram registradas regiões de instabilidade com a formação de oscilações espontâneas da cavidade (auto-oscilações), mesmo quando excitada em modo contínuo “cw”. As oscilações apresentam-se na forma de trem de pulsos que podem durar desde alguns poucos a centenas de milisegundos. Estas oscilações apresentam variações na sua forma de onda indicando transições para o caos. O comportamento periódico dos pulsos que compõem o pacote possui um período médio de aproximadamente  $80\mu s$ . Apresentamos um modelo baseado nos dados experimentais que indica a coexistência de um estado laser e um estado condensado de polaritons, onde o estado laser estaria sujeito à um efeito não-linear de auto-modulação de fase. Dessa forma, as auto-oscilações seriam o resultado da superposição destes estados formando um padrão de interferência do campo total emitido pela cavidade. Isto evidenciaria a existência de um condensado de polaritons na microcavidade.

Estes dois fenômenos não-lineares (o cruzamento das curvas de OB e as auto-oscilações), discutidos neste trabalho, foram observados pela primeira vez por nosso grupo, mostrando a complexidade da dinâmica dos polaritons confinados e indicando uma nova forma de se caracterizar a formação de um estado condensado em microcavidades.

---

---

# ABSTRACT:

---

Optical bistability effects (OB) are intrinsically related to the gain media nonlinearities. In microcavities, this behavior is due to Kerr effect proportionate by polariton number, generated resonantly in strong-coupling regime, instead of the photon number. The sample was held in a cold-finger cryostat at a temperature of 10K and is constituted by two DBR mirrors ( $AlAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ ) separated by a space fill ( $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ) containing a GaAs single quantum well of 100Å as a gain media.

Our experimental results indicate a crossing in the OB curves (with a single or double crossings) in a given excitation conditions. We present a quantitative model which is described this behavior, where is identified a competition between the Kerr (proportionate by the high polariton population) and thermal effects (proportionate by the excitation process). In order, this fact occurs due to the changes in the refractive index with opposite signal in each case.

Unstable regions were experimentally registered although of cavity spontaneous oscillations (self-oscillations), same when excited in continuous mode “cw”. These oscillations present different waveforms, indicating a chaos transition. In a periodic regime, the period average is cavity detuning dependent, and have approximately  $80\mu s$ . We present a model basing in the experimental results, indicating the coexistence of a laser state and a condensate state of polaritons, in which the first would be under self-phase modulation effect. Thus, the self-oscillations would be the result of the superposition of these states, leading an interference pattern of the total field emitted by the cavity. This would indicate the existence of a polariton condensate in the microcavity.

These two non-linear phenomena (the crossings of the OB curves and the self-oscillations), discussed in this work, were observed for the first time by our group, showing the complexity dynamics of the trapped polaritons and a novel way to characterize the formation of condensate states in microcavities.

---

---

# ÍNDICE

---

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Histórico e aplicações: . . . . .	3
1.2	A abordagem: . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Exciton-Polaritons &amp; Microcavidades Semicondutoras</b>	<b>7</b>
2.1	Exciton em sistemas tridimensionais: . . . . .	7
2.2	Efeitos de confinamento em poços quânticos: . . . . .	9
2.3	Exciton-Polaritons: . . . . .	10
2.4	Polarização da emissão laser: . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Bi-Estabilidade Óptica</b>	<b>15</b>
3.1	Introdução à Bi-Estabilidade: . . . . .	15
3.1.1	Bi-Estabilidade em cavidades dispersivas e absorptivas: . . . . .	16
3.2	Bi-estabilidade óptica em Microcavidades: . . . . .	20
3.2.1	Tratamento Teórico: . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Instabilidade Óptica</b>	<b>26</b>
4.1	Regimes de Oscilação: . . . . .	26
4.1.1	O estado de excitação: . . . . .	28
<b>5</b>	<b>BEC de polaritons</b>	<b>32</b>
5.1	Características de um condensado: . . . . .	32
5.2	Porque os polaritons se condensam? . . . . .	35

---

5.3	Características do BEC de polaritons: . . . . .	37
5.4	Multi-Estabilidade dos estados de polarização: . . . . .	38
<b>6</b>	<b>Resultados Experimentais</b>	<b>43</b>
6.1	A amostra e o arranjo experimental . . . . .	43
6.2	Medidas de Bi-Estabilidade Óptica: . . . . .	45
6.3	O estado condensado e a coexistência de estados de polarização: . . . . .	54
6.4	Auto-Oscilações: . . . . .	61
<b>7</b>	<b>Conclusões</b>	<b>66</b>
	<b>Apêndice A</b>	<b>67</b>
	Estabilidade em sistemas saturáveis: . . . . .	68
	<b>Apêndice B</b>	<b>69</b>
	Polaritons interagentes: . . . . .	71
	<b>Apêndice C</b>	<b>73</b>
	Publicações: . . . . .	74
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>74</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>75</b>

---



---

# LISTA DE FIGURAS

---

1.1	Curva de operação tipicamente bi-estável de um meio saturável em resposta a uma varredura da intensidade de excitação (indicadas pelas setas). As linhas cheias indicam os regimes estacionários estáveis e a pontilhada mostra a região instável. . . . .	1
2.1	(a) A linha cheia (eixo da esquerda) corresponde à uma medida de fotorefletância de luz branca. A linha pontilhada é uma interpolação teórica desta medida [45] ( $\lambda_c$ é o comprimento de onda de ressonância da cavidade, $\lambda_{e-p}$ é o pico de emissão do exciton-plariton). A linha tracejada (eixo da direita) é uma medida de fotoluminescência ressonante que mostra os picos de energia da emissão e-p e do laser de bombeio. (b) Simulação computacional que mostra o efeito de <i>Rabi-Splitting</i> através da dessintonia $\Delta_c$ (a linha tracejada mostra a variação da energia da cavidade e a linha pontilhada mostra a energia do exciton). (c) Medida do efeito de <i>Rabi-Splitting</i> através da técnica de fotorefletância realizando uma dessintonia da cavidade. As curvas apresentadas em (d), (e) e (f) mostram a curva de dispersão do e-p em regime de acoplamento forte para várias condições de sintonia entre a cavidade e o exciton $\Delta_c$ . . . . .	12
2.2	Estrutura de bandas para o GaAs no plano do poço quântico e as regras de seleção para a emissão dos excitons. . . . .	14
3.1	Saturação do ganho e das perdas em função da intensidade em um oscilador laser bi-estável. . . . .	16
3.2	Amplitude de transmissão do campo através de um interferômetro Fabry-Perot contendo um absorvedor saturável homogêneo. . . . .	17
3.3	Interpretação gráfica da bi-estabilidade induzida por fenômenos dispersivos. Os parâmetros aqui utilizados foram obtidos experimentalmente ou através da literatura para a microcavidade em estudo. São eles: $L_c = 8000$ , $\lambda_o = 7972$ , $n_o = 3.4486$ [45], $n_2 = 0.005 \text{ cm}^2/\text{kW}$ [47] e $s = 40 \mu\text{m}$ (diâmetro do feixe incidente). . . . .	18

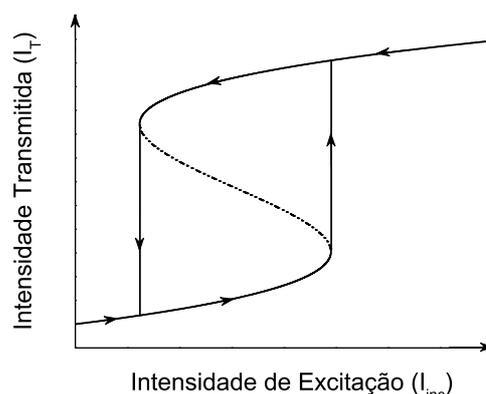
- 3.4 Número médio de polaritons vs potência de excitação. Os parâmetros usados foram obtidos a partir de dados experimentais (fig. 3.3-a) e um diâmetro do feixe incidente de  $40\mu m$ . As larguras de linha do exciton e da cavidade foram de  $\Gamma_c = 1.47meV$  e  $\Gamma_{exc} = 0.11meV$ , respectivamente. As dessintonias  $\Delta_c = -0.2meV$  e  $\Delta_L = -3.7meV$ . Na região bi-estável, a linha pontilhada mostra o ramo instável. As setas indicam a direção do ciclo de histerese obtido pela varredura do bombeio. . . . . 23
- 3.5 Variação do limiar de bi-estabilidade e do intervalo de bi-estabilidade  $\Delta P$  em função da dessintonia da cavidade. Os parâmetros são os mesmo da fig. 3.4. 25
- 4.1 Processo de espalhamento e formação dos estados de excitação (A), *signal* (B) e *idler* (C) do polariton. . . . . 27
- 4.2 (a) Curva de bi-estabilidade obtida através da eq. 3.18 para o caso ressonante. Os parâmetros usados estão mostrados na figura (b). (b) Valores para  $n_p$  (região hachurada) para os quais o estado de excitação é instável, em função do ângulo de emissão do signal,  $\theta_s$ .  $P_1$  e  $P_2$  são as potências de excitação correspondentes aos limites superior e inferior da região instável, para qualquer  $\theta_s$ . (c) Curva de OB com os mesmos parâmetros usados para gerar a fig. 3.4 e (d) a respectiva curva de instabilidade. O regime de OPO é alcançado quando  $P_1 < P_2$ . . . . . 31
- 5.1 Curva de multi-estabilidade para a polarização da emissão e-p, obtida a partir das equações 5.13 e 5.14. Os parâmetros são os mesmos daqueles usados na figura 3.4 e:  $\tau = 10ps$ ,  $N < N_{sat} \approx 10^6$ . As setas indicam a direção da variação de  $\rho_p$  e as linhas pontilhadas indicam as regiões instáveis. A região marcada por uma linha tracejada e pontilhada é estável mas não é experimentalmente realizável, devido aos saltos de  $\rho_{e-p}$ . . . . . 41
- 6.1 Figura esquemática da amostra crescida pela técnica de MBE pela empresa *Quantum Epitaxial Designs, Inc.* para a realização dos experimentos. No detalhe, podemos identificar a forma de cunha da camada espaçadora, indicando diferentes ressonâncias. . . . . 44
- 6.2 Montagem experimental para a caracterização das propriedades ópticas da microcavidade em estudo. As informações (físicas, morfológicas e ópticas) da amostra podem ser encontradas na Ref. [45]. . . . . 46
- 6.3 Limites para o chaveamento óptico para os vários tipos de dispositivos. A escala de tempo aplica-se para um chaveamento contínuo. A linha tracejada corresponde ao caso de um sistema excitônico confinado num resonador [88]. 47

- 6.4 Sequência de curvas de OB (potência da emissão e-p em função da potência de excitação) para a dessintonia da cavidade fixa  $\Delta_c = -2.68meV$ . . . . . 48
- 6.5 (a) Calibração inicial dos fotodetectores devido à diferença de ganho entre eles. (b) Sequência de medidas de fotoluminescência (PL) para várias potências de excitação (de 1mW a 500mW). (c) Mapeamento da posição dos picos de emissão, em relação ao pico do laser de excitação ( $\Delta E = E_{e-p} - E_L$ , onde  $E_L = 1.5513eV$ ) em função da potência de excitação.) . . . . . 49
- 6.6 Sequência de curvas de OB (potência da emissão e-p em função da potência de excitação) para a dessintonia do laser de bombeio fixa  $\Delta_L = -3.09meV$ . 53
- 6.7 Medidas da intensidade (círculos cheios) e da largura de linha (círculos abertos) da luz emitida pela microcavidade em função da potência de bombeio quando excitada com luz linearmente polarizada ( $\sigma = 0$ ) à um ângulo de incidência de  $12^\circ$  ( $\Delta_L = -3.2meV$ ). As linhas cheias são uma interpolação dos dados experimentais para a intensidade (linha cheia cinza) e para a largura de linha (linha cheia preta) da emissão e-p. A linha pontilhada indica o comportamento da largura de linha para  $\xi^2/N \ll 1$  no efeito de SPM. . . . . 55
- 6.8 Configuração experimental para os estudos do comportamento dos estados de polarização da emissão e-p. . . . . 56
- 6.9 (a) Grau de polarização circular da emissão  $\rho_{e-p}$  em função do bombeio  $\rho_p$ . A curva superposta é a mesma da fig. 5.1 e os círculos são dados experimentais. (b) Visibilidade linear e circular da emissão e-p para  $\rho_p = 0$ . As intensidades do laser de bombeio e da emissão linear foram normalizados em relação aos seus respectivos máximos (a emissão circular foi normalizada pelo máximo da componente linear). Em ambos os casos as condições de excitação são as mesmas da figura 6.7 com uma potência de excitação de  $350mW$ . . . . . 57
- 6.10 Resultado experimental do contraste das componentes lineares (vertical e horizontal) e circulares (para a esquerda e para a direita) da emissão. O eixo vertical indica (percentualmente) quanto cada componente é mais intensa que a sua transversal correspondente. As condições de excitação são as mesmas da figura 6.7 e as flutuações encontradas correspondem ao erro experimental ( $\approx 5\%$ ). . . . . 59
- 6.11 Medidas de escala temporal da emissão e-p para várias formas de oscilação. As condições experimentais são (a)  $\Delta_c = -1.45meV$ ,  $\Delta_L = -2.9meV$ ; (b)  $\Delta_c = -0.9meV$ ,  $\Delta_L = -2.1meV$ ; (c)  $\Delta_c = -0.3meV$ ,  $\Delta_L = -2.0meV$  e (d) Comportamento da fase das SO periódicas em (a). A luz incidente é linearmente polarizada. . . . . 62

- 
- 6.12 Comportamento da frequência de oscilação das auto-oscilações (a) e do contraste da intensidade emitida (b) em função da a potência de bombeio. A linha pontilhada horizontal indica o limite a partir do qual não é mais possível distinguir as auto-oscilações do ruído eletrônico. . . . . 63
- 6.13 Padrão de interferência entre cada componente linear e as componentes circulares. A emissão passa por um prisma polarizador que separa as componentes lineares quando excitada com (a) luz linearmente polarizada e (b) circularmente polarizada (o mesmo comportamento foi observado para ambas componentes). . . . . 65
- A-1 Solução da parte real das equações de taxa para um sistema acoplado na condição onde as perdas saturáveis se tornam iguais ao ganho saturável.  $R_p^+$  representa o terceiro ponto (estável) apresentado na fig.3.1 e  $R_p^-$  representa o ponto instável nesta mesma figura. . . . . 69

# Introdução

O fenômeno de Bi-Estabilidade Óptica (OB) é uma denominação geral para um grande número de fenômenos estáticos e dinâmicos que resultam da integração entre a não-linearidade e a retro-alimentação do sistema. Um sistema opticamente bi-estável é aquele que pode exibir simultaneamente dois estados estacionários de emissão, de reflexão ou de transmissão para a mesma intensidade de bombeio (veja fig. 1.1).



**Figura 1.1:** Curva de operação tipicamente bi-estável de um meio saturável em resposta a uma varredura da intensidade de excitação (indicadas pelas setas). As linhas cheias indicam os regimes estacionários estáveis e a pontilhada mostra a região instável.

Em sistemas puramente ópticos (como as cavidades) a bi-estabilidade pode ser induzida por fenômenos não-lineares como a dispersão e/ou a absorção do meio intracavidade. Estes comportamentos não-lineares isoladamente, ou associados, permitem a formação de um comportamento bi-estável. Um exemplo simples deste dispositivo é um interferômetro Fabry-Perot contendo em sua cavidade um material cujo índice de refração varia com a intensidade da luz incidente (efeito Kerr). A retro-alimentação do sistema induz a um ganho diferencial, de forma que a luz que sai da cavidade muda mais rapidamente que o bombeio, resultando numa curva de histerese para as intensidades dos campos incidente e transmitido (ou refletido). Este tipo de dispositivo pode também ser operado com dois feixes, sendo que um deles controla o ganho do outro, constituindo um “transistor óptico” de três portas [1].

Explorando o efeito de bi-estabilidade, é possível reproduzirmos dispositivos baseados em memórias ópticas e funções lógicas. Os princípios por detrás destes elementos de “circuitos ópticos” foram inicialmente postos em prática em 1969 por Szöke [2], utilizando uma cavidade Fabry-Perot contendo um meio absorvedor saturável com um coeficiente de absorção decrescente com a intensidade. Neste dispositivo, as interferências (que poderiam ser construtivas ou destrutivas) eram evitadas na ressonância devido ao processo de absorção se  $I_i < I_{sat}$  (onde  $I_i$  é a intensidade dentro da cavidade e  $I_{sat}$  é a intensidade de saturação). Nesta situação,  $I_i$  está relacionada com a intensidade incidente  $I_{inc}$  através da relação  $I_T \cong TI_i \cong T^2 I_{inc}$ , onde  $T$  é a transmissividade dos espelhos e  $I_T$  é a intensidade transmitida pelo ressonador.

A interferência construtiva a altas intensidades de excitação ocorre se  $I_i > I_{sat}$  o que implica que para  $I_{inc} = I_{sat}$  temos  $I_i = I_{inc}/T$ . As condições  $I_{sat} > TI_{inc}$  (sem interferência) e  $I_{sat} < TI_{inc}$  (com interferência) podem ocorrer simultaneamente se  $I_{inc} = I_{sat}$ , tal que o comportamento bi-estável poderia ser observado. Fisicamente, sob condições de interferência construtiva, uma maior quantidade de luz poderia entrar na cavidade de forma que uma menor intensidade da radiação incidente seria necessária para garantir a saturação do meio absorvedor, dando origem ao comportamento bi-estável.

Esta dinâmica encontrada nos elementos opto-eletrônicos propostos por Szöke, são os fundamentos dos dispositivos baseados em propriedades bi-estáveis. Em microcavidades, a bi-estabilidade é proporcionada simultaneamente pelas propriedades dispersivas e absorptivas do meio de ganho, além de encontrarmos também efeitos de saturação dos portadores (no nosso caso, polaritons). Esta diversidade permite um maior controle do sistema e uma maior variedade de elementos eletro-ópticos baseados em fenômenos bi-estáveis. As não-linearidades do meio de ganho são proporcionados pelo espalhamento entre os polaritons e podem dar origem a fenômenos como: a bi-estabilidade óptica, a auto-modulação de fase e um deslocamento para o azul do pico de emissão dos polaritons que está intimamente ligado ao processo de formação de um estado condensado destas quasi-partículas.

Devido ao fato dos polaritons serem formados a partir do acoplamento de um fóton confinado na cavidade e um exciton confinado no poço quântico (onde ambos são bosons), tem-se avaliado a possibilidade da formação de um estado condensado de polaritons em microcavidades [3–5]. A sua baixíssima massa efetiva ( $m^* \approx 10^{-5}m_e$ , onde  $m_e$  é a massa do elétron) faz dos polaritons fortes candidatos a apresentarem uma condensação de Bose-Einstein (BEC) a altas temperaturas ( $\sim 10K$ ), pois apresentam eficientes mecanismos de espalhamento, principalmente à baixas densidades, onde as interações são mais sutis.

O estado condensado é uma transição de fase associada com a quebra espontânea de simetria das invariâncias de calibre, o que induz ao aparecimento de uma fase bem definida no sistema, que não pode ser identificada pela técnica de contagem de “Hanbury Brown-Twiss” (HBT), pois o feixe emitido é muito intenso. Tal transição de fase manifesta-se com o aparecimento de um parâmetro de ordem diferente de zero, que gera um aumento

espontâneo do tempo de vida do estado de polariton, que pode ser interpretado como uma média da amplitude complexa do campo dentro da cavidade.

As dificuldades experimentais de se identificar a formação de um estado condensado estão associados ao seu pequeno tempo de vida  $\sim 10ps$  e da forma restrita como os polaritons são formados. Considerando estes fatos, vários trabalhos teóricos tem sido desenvolvidos para se discriminar o estado condensado do estado laser (formado por polaritons que não condensaram) através de métodos indiretos [4, 7, 8]. Experimentalmente, muitos progressos foram realizados desde que Deng *et al.* [9] mediram a coerência de segunda-ordem  $g^2(0)$  de um condensado hipotético. Este parâmetro é igual a 1 para um estado coerente, que é o caso limite para um condensado perfeito de partículas não interagentes e 2 para um estado térmico, onde as partículas não possuem relações de fase de qualquer natureza. Este parâmetro é uma boa medida do grau de coerência de um condensado monomodo, porém é de difícil realização experimental ao se usar a técnica padrão de contagem de HBT. O experimento de Deng não tem sido reproduzido por outros grupos e seus resultados indicam uma queda de  $g^2(0)$  de 1.8 (abaixo do limiar laser) para 1.5 (acima do limiar laser) à medida que se aumenta a intensidade do bombeio. Isto mostra que a presença do estado condensado ocorre sempre acima do limiar laser, mas abaixo do limite de saturação.

Por outro lado, enquanto as propriedades quânticas da luz emitida por um condensado de polariton tem sido estudadas teoricamente [7, 10–16], a polarização dos modos da cavidade têm sido ignoradas nestes trabalhos. Experimentos recentes vêm mostrando que a energia de relaxação dos polaritons é dependente da polarização e que a dinâmica de spin em microcavidades é extremamente rica e complicada [14, 17–19]. Assim, apresentaremos em nosso trabalho estudos do estado de polarização da emissão do exciton-polariton (e-p), em que identificaremos a formação de um estado condensado e sua coexistência com o estado laser.

Neste trabalho, apresentaremos ainda alguns dos efeitos não-lineares proporcionados pelo espalhamento de polaritons confinados como a bi-estabilidade óptica e o cruzamento de suas curvas. Baseando-nos em modelos teóricos para explicarmos a natureza dos fenômenos observados experimentalmente, indicaremos a formação de um estado condensado de polaritons a partir da formação de auto-oscilações do campo emitido pela microcavidade, caracterizando uma nova forma de se identificar a formação destes estados.

## 1.1 Histórico e aplicações:

Os primeiros resultados teóricos de bi-estabilidade absorviva foram apresentados por McCall [20], o que permitiu sua primeira observação experimental por Gibbs *et al* [21] usando vapor de Sódio. O experimento mostrou-se depender de um mecanismo dispersivo e quase que simultaneamente, Felber e Marburger [22] deram uma interpretação bem simples para este tipo de bi-estabilidade.

Para fins práticos, os dispositivos baseados nas propriedades ópticas bi-estáveis mostraram um fascinante desenvolvimento teórico, como a caracterização de uma transição de fase em um sistema que gera um estado estacionário, mas de não-equilíbrio [23]. A não-linearidade e a retro-alimentação óptica formam a base da OB, sendo que o primeiro caso determinado pelo meio intra-cavidade e o segundo pelos espelhos que formam a cavidade ou por uma reflexão de algum dispositivo externo. Caso a retro-alimentação seja totalmente óptica o dispositivo é dito ser “intrínscico”. Mas caso a potência de saída seja modulada por uma tensão externa aplicada ao cristal, promovendo uma não-linearidade “artificial”, o dispositivo é dito híbrido. Dispositivos híbridos foram propostos por Kashtal’skii em 1973 [24], sendo primeiramente construídos por Smith e Turner em 1977 [25], usando um cristal eletro-óptico dentro de um ressonador. Este conceito foi desenvolvido por Garmire *et al* [26] em que o ressonador foi substituído por um sistema retro-alimentador e um cristal localizado entre dois polarizadores cruzados. Mas os maiores valores obtidos para as não-linearidades foram para sistemas com OB intrínscas; a introdução de materiais semicondutores em 1979 por Gibbs *et al* [27] e Miller *et al* [28] marcou um importante passo para a descoberta de efeitos dispersivos com grandes variações próximo ao pico de absorção destes materiais. Isto permitiu a construção de ressonadores de dimensões micrométricas. Entretanto, existem dois casos especiais onde podemos observar OB intrínscica que não requerem ressonadores. O primeiro deles foi sugerido por Kaplan [29] e requer uma interface não-linear [30] cuja retro-alimentação toma lugar a um meio Kerr e o segundo é baseado em *self-focusing* [31].

Por outro lado, os condensados de Bose-Einstein foram primeiramente tratados em textos de mecânica estatística sob a denominação “estatísticas quânticas”, com sua primeira publicação em 1924 [32]. Curiosamente, esta publicação, intitulada de “A fórmula de Plank e a hipótese dos quanta de luz”, ocorre antes do trabalho de Heisenberg em 1925, onde pela primeira vez a teoria quântica aparece desvencilhada da cinética clássica de trajetórias. Outra curiosidade é a própria autoria do trabalho, que aparece simplesmente como “Bose”, da Universidade de Dacca, Índia. Hoje esta referência é citada como sendo de autoria de Satyendra Nath Bose, sendo escrita em inglês mas publicada em alemão numa tradução de A. Einstein. O trabalho foi enviado a Einstein por conter uma crítica ao uso de um ingrediente clássico na teoria da radiação de corpo negro (a lei do deslocamento de Wien) e de um outro que valorizava a concordância da teoria quântica com a teoria clássica (o princípio de correspondência de Bohr, onde Einstein obtém a fórmula de Plank utilizando a idéia de quanta de luz). O que Bose fez, essencialmente, foi tratar de evitar tais recursos usando idéias da mecânica estatística aplicadas diretamente aos quanta de luz. O que Einstein fez em seguida foi estender o tratamento a um sistema de partículas livres, mostrando que em temperaturas suficientemente baixas, ocorre o empilhamento de uma fração finita das partículas no estado de menor energia. É a esse empilhamento que mais tarde veio se chamar de condensação de Bose-Einstein (BEC).

Entretanto, experimentalmente, o BEC e o processo de condensação foi pela primeira vez observados apenas em 1995 usando gases de átomos neutros diluídos, através

de um trabalho conjunto entre o “*National Institute of Standards and Technology*”, a Universidade de Colorado e o “*Massachusetts Institute of Technology*” (MIT) [33, 34]. Dessa forma, torna-se ainda mais recente a formação de um condensado de partículas elementares em sólidos, como as microcavidades [4].

O surgimento de novas tecnologias que nos permitiram manipulações em escalas atômicas, nos habilitou a desenvolver dispositivos opto-eletrônicos baseados nas propriedades dos condensados [35, 36]. Contudo, como em todos os sistemas que apresentam BEC, é necessário uma ampla instrumentação de controle eletrônico, óptico, de vácuo e criogênico. Por outro lado, devido às propriedades físicas do polariton, o desenvolvimento de dispositivos baseados em microcavidades apresentam resultados mais satisfatórios, tornando uma tecnologia focada na engenharia de materiais capazes de gerar estados BEC de polaritons à temperaturas relativamente altas.

## 1.2 A abordagem:

As não-linearidades em microcavidades são descritas pela alta população de excitons confinados no meio de ganho, onde a variação do índice de refração pode depender tanto da densidade de portadores como também da temperatura do cristal. Em efeitos de bi-estabilidade térmica, a temperatura é proporcional à energia absorvida durante o processo de excitação para tempos superiores ao tempo de condução térmica. Assim, caso o tempo de dissipação da energia absorvida pela rede cristalina seja relativamente longo (comparado com o tempo de relaxação do sistema), poderemos identificar a presença de um efeito de competição entre as bi-estabilidades térmica e polaritônica. Este efeito é salientado uma vez que os efeitos térmicos proporcionam uma variação do índice de refração com sinal oposto ao efeito Kerr causado pelos polaritons. O resultado observado é um cruzamento entre os ramos da curva de bi-estabilidade.

Os efeitos de competição acima descritos são explorados por este trabalho, tanto do ponto de vista teórico quanto experimental, e serão abordados nos três primeiros capítulos. No capítulo 2 abordaremos a formação de polaritons em microcavidades semicondutoras e suas principais características. No capítulo 3, serão discutidos os conceitos fundamentais para se descrever um sistema bi-estável, mostrando os efeitos da OB dispersiva e absorviva isoladamente. No final deste capítulo, ainda será tratada a OB em microcavidades, onde encontramos simultaneamente efeitos absorvivos e dispersivos proporcionados pelo meio de ganho. No capítulo 4, iremos tratar das instabilidades intrínsecas de sistemas bi-estáveis, apresentando um modelo teórico para microcavidades semicondutoras. Este modelo mostra a existência de “janelas” de instabilidade e descreve regimes de instabilidade, de bi-estabilidade e de oscilador óptico paramétrico (OPO).

A formação de um BEC de polaritons em nossa microcavidade será abordada no capítulo 5, onde apresentaremos suas principais características e o efeito de multi-estabilidade dos estados de polarização associados à coexistência de um condensado e do laser de polariton. Este fato, somado com a auto-modulação de fase do estado laser, proporciona a formação de um padrão de interferência do campo total emitido pela microcavidade. Isto dá origem a um laser de intensidade oscilante que apresenta uma evolução temporal com regime caótico, mas parcialmente controlado pelas condições de excitação.

No capítulo 6 analisaremos estes resultados experimentais, obtidos no laboratório de fotônica do Depto. de Física da UFMG. Inicialmente será feita uma apresentação da amostra a ser analisada e alguns detalhes experimentais. Além disso, serão discutidos os modelos apresentados nos capítulos anteriores e suas limitações a partir de medidas que descrevem o comportamento bi-estável e a formação de um estado condensado de polaritons. As medidas indicam a ocorrência de novas fenomenologias, como o cruzamento das curvas de OB e a formação de auto-oscilações. Durante o capítulo, analisamos diversas condições experimentais nas quais estes fenômenos foram observados e propomos um modelo para a interpretação dos dados. Estes fenômenos não-lineares foram observados pela primeira vez por nosso grupo e, particularmente as auto-oscilações, representam uma nova forma de se caracterizar um condensado de polaritons em microcavidades.

# Exciton-Polaritons & Microcavidades Semicondutoras

Neste capítulo serão discutidas as propriedades básicas dos exciton-polaritons resultantes do acoplamento forte entre a luz e a matéria. Inicialmente, abordaremos os conceitos gerais de excitons e de fótons em sistemas confinados, suas propriedades físicas tais como absorção, emissão, ganho e densidade de estados. Posteriormente, apresentaremos o formalismo de quasi-partícula para os polaritons e as mudanças que eles promovem na curva de dispersão da cavidade. Serão apontadas as diferenças entre polaritons em *bulk* e em sistemas bi-dimensionais contidos em microcavidades semicondutoras e as características da polarização da luz emitida.

## 2.1 Exciton em sistemas tridimensionais:

Em semicondutores, quando um fóton com energia maior ou igual ao *gap* ( $E_g$ ) é absorvido, um par elétron-buraco é gerado podendo se mover independentemente através da rede cristalina. Entretanto, interações de Coulomb entre os elétrons e os buracos promovem um potencial atrativo, sendo possível formar um estado ligado, estável, de duas partículas, o então chamado **exciton**. Para a geração do estado ligado, o processo também deve ser energeticamente favorável e o resultado é a formação de um novo estado a ser ocupado, com energia menor que a do *gap* de alguns *meV*, essa diferença de energia corresponde à **energia de ligação** do exciton.

Uma forma simples de abordar os estados excitônicos é considerá-los como um átomo hidrogenóide formado por um elétron e um buraco interagindo com o meio dielétrico que constitui o semicondutor. Para nossos estudos, os semicondutores abordados são do tipo III-V formados por ligas de *GaAs* e *Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As* com grandes constantes dielétricas ( $\epsilon \simeq 12\epsilon_0$ ) e um raio de Bohr ( $a_{exc}$ ) muito maior que a célula unitária do cristal.

Tomando o Hamiltoniano de um único par elétron-buraco, podemos escrevê-lo contendo três partes:  $H_{ex} = H_e + H_h + H_{e-h}$ , onde os dois primeiros termos correspondem

aos termos cinéticos do elétron,  $H_e = p_e^2/(2m_c^*)$ , e do buraco,  $H_h = p_h^2/(2m_v^*)$ , isoladamente. Onde,  $p_{e(h)}$  corresponde ao momento do elétron (buraco),  $m_{c(v)}^*$  é a massa efetiva do elétron (buraco) na banda de condução (valência),  $e$  é a carga elementar. O terceiro termo é o termo de interação Coulombiana,  $H_{e-h} = -e^2/(\epsilon|\vec{r}_e - \vec{r}_h|)$ , onde  $\vec{r}_{e(h)}$  representa a coordenada do elétron (buraco). Assim, a equação de Schoedinger para um exciton isolado pode ser escrito como:

$$\left[ \frac{p_e^2}{2m_c^*} + \frac{p_h^2}{2m_v^*} - \frac{e^2}{\epsilon|\vec{r}_e - \vec{r}_h|} \right] \psi(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = (E - E_g)\psi(\vec{r}_e, \vec{r}_h) \quad (2.1)$$

Re-escrevendo a equação acima nas coordenadas do centro de massa e definindo:

$$r = \vec{r}_e - \vec{r}_h \quad (2.2a)$$

$$\vec{R} = \frac{m_c^*\vec{r}_e + m_v^*\vec{r}_h}{m_c^* + m_v^*}. \quad (2.2b)$$

Os auto-estados do sistema agora poderão ser facilmente obtidos, pois o Hamiltoniano agora possui a forma de um sistema hidrogenóide e propaga no cristal como uma onda com momento  $\vec{k}$ , cuja função de onda pode ser escrita como:

$$\psi(\vec{r}, \vec{R}) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{R}} \varphi(\vec{r}) \quad (2.3)$$

onde  $V$  é o volume do cristal e  $\varphi(\vec{r}) = 1/\sqrt{\pi a_{exc}^3} e^{-r/a_{exc}}$  é a parte espacial da função de onda hidrogenóide para o estado  $1s$  do exciton,  $a_{exc} = \hbar^2\epsilon/(\mu e^2)$  e  $1/\mu = 1/m_c^* + 1/m_v^*$  são o raio de Bohr e a massa reduzida do exciton para este estado, respectivamente. As auto-energias correspondentes são dadas por:

$$E_{exc} = E_g + \frac{\vec{k}^2}{2(m_c^* + m_v^*)} - \frac{\mu e^4}{32\pi^2\epsilon^2\hbar^2 n^2}; n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.4)$$

O termo contendo  $\vec{k}^2$  (solução da energia para o centro de massa) dá a forma parabólica para a curva de dispersão de excitons com massa efetiva  $m_{eff}^* = m_c^* + m_v^*$ . Para o nosso caso, os excitons são gerados em GaAs cujo raio de Bohr em *bulk* é da ordem de  $140\text{\AA}$ , correspondendo a uma energia de ligação de aproximadamente  $4.2meV$  [37]. Esta energia de ligação é comparativamente pequena em relação às energias dos fônons à temperatura ambiente que são da ordem de  $35meV$  [38]. Isto sugere que podemos usar diferentes estruturas e materiais que possibilitem energias de ligação suficientemente altas para observarmos fenômenos excitônicos a essas temperaturas.

## 2.2 Efeitos de confinamento em poços quânticos:

Em nossa amostra os excitons são gerados em estruturas cuja espessura é menor que seu diâmetro de Bohr para o caso 3D. Estas estruturas conhecidas como poços quânticos (QW) apresentam como principal efeito a discretização da energia ao longo da direção de crescimento do cristal, tal que os elétrons e buracos podem ocupar apenas certos estados, segundo algumas regras de seleção, mas estão livres para se mover na direção perpendicular à direção de crescimento. Para um poço de potencial infinito, os níveis de energia são dados por:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L_z^2} n^2 ; n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.5)$$

onde  $m^*$  é a massa efetiva da quasi-partícula confinada. O confinamento também aumenta o potencial de Coulomb entre os portadores devido a proximidade dos mesmos, proporcionando um aumento na energia de ligação ( $E_b$ ). Este aumento em  $E_b$  tem profundas influências nas propriedades ópticas do QW. Se tomarmos o caso prático em que devemos levar em conta a profundidade dos potenciais que geram o poço, o cálculo para  $E_b$  se torna bastante complexo. Para a solução deste problema, comumente utilizam-se cálculos usando dois métodos: o primeiro é através de cálculo variacional que envolvem resoluções de integrais, na sua maioria, por métodos computacionais [39] e o segundo trata o exciton contido em um meio anisotrópico (QW) como uma quasi-partícula em um meio isotrópico, mas com dimensões fracionárias [40]. Em nossos estudos estamos analisando um poço quântico de  $GaAs$  de  $100\text{\AA}$  de largura com barreiras de  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ , isto corresponde a uma energia de ligação de aproximadamente  $8meV$  [41], para excitons formados por transições entre a banda de valência (*heavy-hole*) e a banda de condução.

Além disso, outra propriedade importante devido ao confinamento é a modificação na densidade de estados no plano do poço, que é dado por:

$$\varrho_{2D}(E)dE = \varrho_{2D}(k_{\parallel})dk_{\parallel} = 2 \times \frac{1}{(2\pi)^2} \times 2\pi k_{\parallel} dk_{\parallel} \quad (2.6)$$

O fator 2 na equação acima é devido aos dois estados possíveis do spin, o termo  $(1/2\pi)^2$  corresponde à normalização em relação ao volume da célula unitária na 1ª zona de Brillouin e o termo  $2\pi k_{\parallel} dk_{\parallel}$  corresponde ao volume de um anel de raio  $k_{\parallel}$  e espessura  $dk_{\parallel}$  no espaço de fase. Dessa forma, usando a aproximação parabólica para a dispersão de excitons  $E = \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m^*$ , obtemos:  $\varrho_{2D} = m^* / (\pi \hbar^2)$ . Assim, a densidade de estados é independente da energia, ao contrário do caso 3D onde  $\varrho_{3D} = \sqrt{2Em^*} / (\pi^2 \hbar^3)$ . Isto define a principal diferença entre os sistemas 2D e 3D, onde a densidade de estados é finita para o estado de menor energia no caso 2D, e tende a zero no caso 3D. Isto implica que em sistemas 2D toda dinâmica fenomenológica permanece finita para energias cinéticas muito pequenas e para baixas temperaturas, tais como espalhamento, absorção e ganho óptico.

## 2.3 Exciton-Polaritons:

Exciton-Polaritons foram descritos inicialmente em sistemas 3D por Hopfield [42] onde a simetria translacional permite que cada exciton acople fortemente com um único fóton de mesmo vetor de onda  $\vec{k}$  (conservação de momento). Uma vez acoplados, a energia oscila entre as energias do exciton e do fóton (oscilações de Rabi) dando origem a uma nova quasi-partícula chamada **polariton**. Em sistemas 2D os excitons possuem uma grande massa efetiva no plano do poço. Entretanto, quando colocados em cavidades, o confinamento dos fótons selecionam os momentos a serem acoplados e o resultado são polaritons com uma massa efetiva muito menor ( $10^{-5}m_e$ , onde  $m_e$  é a massa do elétron) e uma curva de dispersão parabólica contendo dois ramos [*upper branch* polariton (UP) e *lower branch* polariton (LP)]. A reduzida dimensionalidade dos excitons resultam em um grande *oscillator strength* ao se acoplarem com os fótons da cavidade proporcionando uma grande separação entre os ramos do polariton.

Matematicamente, os polaritons podem ser tratados como osciladores acoplados (exciton e fóton) quantizando-se o campo eletromagnético e diagonalizando o Hamiltoniano do sistema interagente. O termo de interação se torna significativo quando o ganho óptico torna-se superior às perdas da cavidade, o chamado acoplamento forte. O resultado é a separação do modo normal da cavidade em dois ramos (*Rabi-Splitting*), dando origem aos ramos do polariton. Neste regime, o decaimento dos excitons não é de natureza exponencial e a energia é trocada entre o exciton e o modo da cavidade várias vezes antes de ser dissipada para fora da cavidade. A frequência com que esta troca ocorre é o que define a **frequência de Rabi**. Neste ponto não iremos incluir efeitos de interação entre os excitons ou entre os polaritons (isto será analisado de forma cuidadosa no Cap. 3).

O Hamiltoniano de dois osciladores quânticos acoplados pode ser escrito na forma:

$$H = H_{cav} + H_{exc} + H_{int} = \hbar\omega_{cav,k}a_k^\dagger a_k + \hbar\omega_{exc,k}b_k^\dagger b_k + \hbar\Omega(a_k^\dagger b_k + a_k b_k^\dagger) \quad (2.7)$$

onde  $b_k^\dagger(a_k^\dagger)$  é o operador criação para o exciton (fóton) com momento  $\vec{k}$  e  $H_{int}$  é o termo de interação de dipolo entre o exciton e o fóton no modo da cavidade. A energia de acoplamento neste termo depende do *oscillator strength* do exciton [43]:

$$\hbar\Omega \approx \hbar\sqrt{\frac{2\gamma_{exc}cN_{qw}}{n_{cav}L_{eff}^3}} \quad (2.8)$$

onde  $N_{qw}$  é o número de poços quânticos contidos na cavidade,  $n_{cav}$  é o índice de refração da cavidade,  $L_{eff}$  é o comprimento efetivo da cavidade ( $L_{eff} = L_{cav} + \frac{\lambda}{2n_{cav}} \frac{n_1 n_2}{n_1 - n_2}$ , sendo  $L_{cav}$  o comprimento da cavidade,  $n_1$  e  $n_2$  os índices de refração das camadas dielétricas que formam o espelho DBR) e  $\gamma_{exc} = \frac{ne^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} f$  é a taxa de decaimento radioativo do exciton. Aqui,  $\gamma_{exc}$  é descrito em termos do *oscillator strength*  $f$  que expressa a probabilidade de transição entre dois estados do exciton, tal que:  $f = \frac{2m_e\omega}{\hbar} |\langle f|E.r|i\rangle|^2$ , sendo  $|f\rangle$  e  $|i\rangle$  os estados final e inicial ocupados pelo estado excitônico, respectivamente.

O Hamiltoniano descrito em 2.7 pode ser facilmente diagonalizado se realizarmos uma mudança de base para os estados do polariton  $p_k$  e  $q_k$  dados por:

$$q_k = X_k b_k - C_k a_k \quad (2.9a)$$

$$p_k = C_k b_k + X_k a_k \quad (2.9b)$$

onde  $q_k$  e  $p_k$  são os operadores aniquilação para o *upper* e *lower* polariton respectivamente e  $X_k$  e  $C_k$  são os coeficientes de Hopfield [42] dados por:

$$X_k = \left\{ \frac{\Delta_{c,k} + \sqrt{\Delta_{c,k}^2 + (\hbar\Omega)^2}}{2\sqrt{\Delta_{c,k}^2 + (\hbar\Omega)^2}} \right\}^{1/2} \quad (2.10a)$$

$$C_k = \left\{ \frac{(\hbar\Omega)^2}{2\sqrt{\Delta_{c,k}^2 + (\hbar\Omega)^2}} \frac{1}{[\Delta_{c,k} + \sqrt{\Delta_{c,k}^2 + (\hbar\Omega)^2}]} \right\}^{1/2} \quad (2.10b)$$

sendo  $\Delta_{c,k} = E_{cav}(k) - E_{exc}(k)$  a diferença de energia entre o exciton e a cavidade.

Desprezando-se os termos de interação entre os ramos do polariton, o Hamiltoniano resultante nesta nova base toma a forma:

$$H_p = \hbar\omega_{UP} q_k^\dagger q_k + \hbar\omega_{LP} p_k^\dagger p_k \quad (2.11)$$

Cujas soluções para os auto-modos do sistema são descritas pela parte real dos auto-valores de energia do Hamiltoniano acima, sendo a parte imaginária responsável pelo decaimento não-radioativo. Assim:

$$E_{UP,LP}(k) = \frac{E_{cav} + E_{exc}}{2} \pm \sqrt{\hbar^2\Omega^2 + \frac{\Delta_{c,k}^2}{4}} \quad (2.12)$$

Onde  $E_{UP,LP}$  correspondem às energias do estado acoplado para o *upper* ( $E_{UP}$ ) e *lower* ( $E_{LP}$ ) polariton. A diferença entre os regimes de acoplamento forte e fraco é que no regime de acoplamento fraco os auto-estados nada mais são que uma perturbação do sistema desacoplado, enquanto que no regime de acoplamento forte podemos encontrar oscilações de Rabi coerentes entre os estados de exciton e fóton ( $\Omega^2 \gg [\kappa - \gamma]^2$ , sendo  $\kappa$  e  $\gamma$  as perdas da cavidade e do meio de ganho respectivamente).

Para uma descrição mais cuidadosa da equação de dispersão de polaritons, devemos analisar a dependência de  $E_{cav}$  e  $E_{exc}$  em função do vetor de onda  $\vec{k}$ . Assim, para o exciton, podemos tomar a aproximação parabólica para a banda de condução em torno do ponto  $\Gamma$ . Entretanto, para a faixa de vetores de onda a ser analisada, podemos considerar que a energia dos excitons permanece constante.

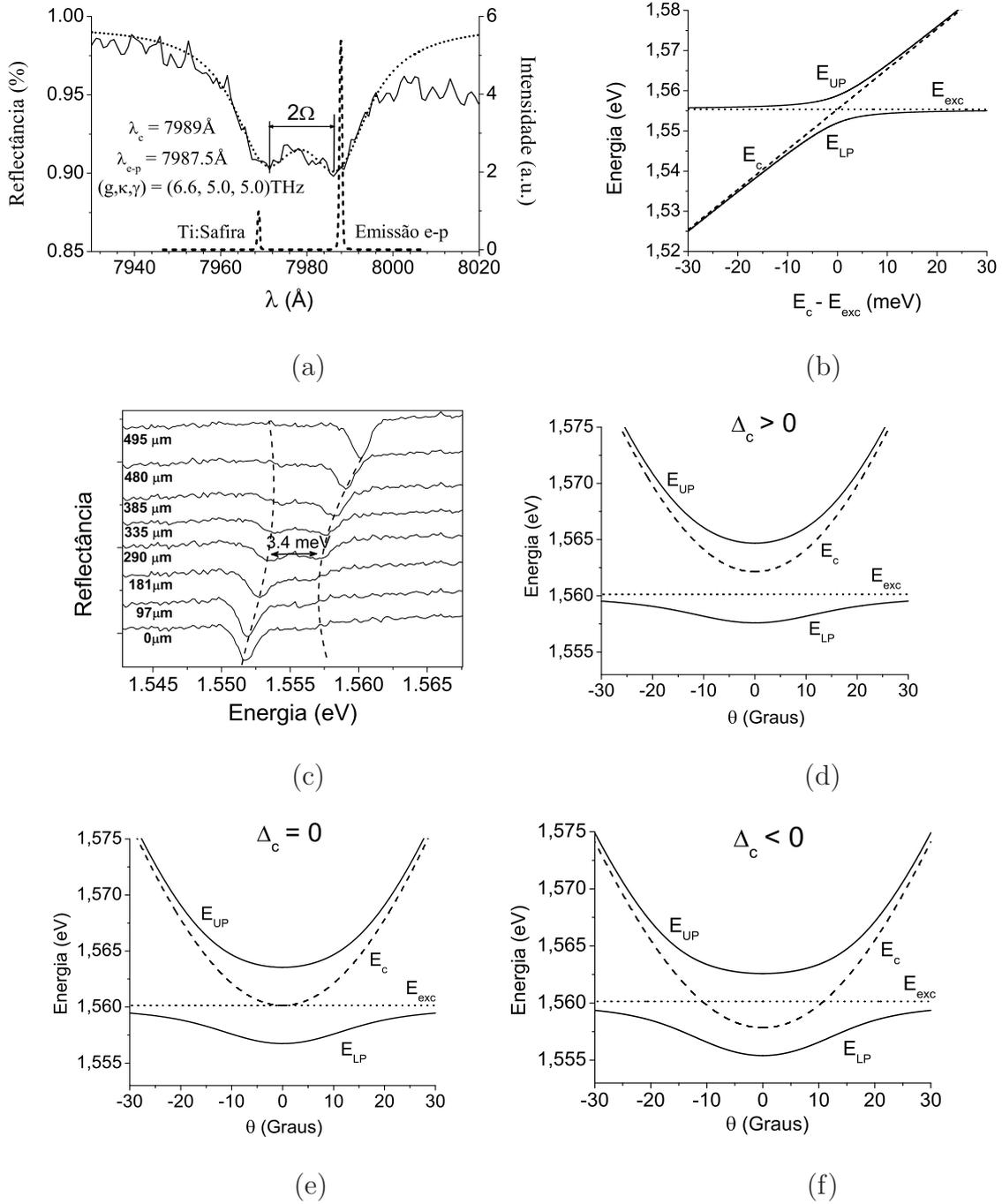


Figura 2.1: (a) A linha cheia (eixo da esquerda) corresponde à uma medida de fotorefletância de luz branca. A linha pontilhada é uma interpolação teórica desta medida [45] ( $\lambda_c$  é o comprimento de onda de ressonância da cavidade,  $\lambda_{e-p}$  é o pico de emissão do exciton-polariton). A linha tracejada (eixo da direita) é uma medida de fotoluminescência ressonante que mostra os picos de energia da emissão e-p e do laser de bombeio. (b) Simulação computacional que mostra o efeito de *Rabi-Splitting* através da dessintonia  $\Delta_c$  (a linha tracejada mostra a variação da energia da cavidade e a linha pontilhada mostra a energia do exciton). (c) Medida do efeito de *Rabi-Splitting* através da técnica de fotorefletância realizando uma dessintonia da cavidade. As curvas apresentadas em (d), (e) e (f) mostram a curva de dispersão do e-p em regime de acoplamento forte para várias condições de sintonia entre a cavidade e o exciton  $\Delta_c$ .

Para o modo da cavidade temos:

$$\begin{aligned} E_{cav} &= \frac{\hbar c}{n_{eff}} |\vec{k}| \\ &= \frac{\hbar c}{n_{eff}} \sqrt{k_{||}^2 + \frac{4\pi^2}{L_{eff}^2}} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Onde  $k_{||} = k_x + k_y = k \sin \theta$  é o vetor de onda paralelo ao plano do poço,  $\theta$  é o ângulo de incidência (em relação à normal) do laser incidente e  $n_{eff} = \sqrt{n_{qw}^2 - \kappa/\gamma}$  é o índice de refração efetivo. Para  $k_{||}$  pequeno, esta dispersão tem a forma parabólica (marcada por uma linha tracejada nas figuras 2.1-d a 2.1-f), sendo possível descrevê-la por fótons com uma massa efetiva de  $m_{ph} = \hbar n_{cav}/(cL_{cav})$ . Este valor é muito pequeno, tipicamente  $10^{-5}m_e$  [44]. Isto permite medir a curva de dispersão diretamente pela reflectividade da amostra, realizando uma varredura angular do bombeio (fig.2.1-b) [45].

Uma análise gráfica da curva de dispersão para o polariton usando 2.12, 2.13,  $\hbar\Omega = 3.4meV$  (fig. 2.1-c) e  $E_{exc} = 1.5554eV$  está esquematizada nas figuras 2.1-d a 2.1-f. Nestas figuras, podemos observar que para  $\Delta_c < 0$  a ressonância ( $E_{cav} = E_{exc}$ ) é obtida quando a cavidade é excitada a valores de energia maiores que a do modo normal ( $\theta = 0$ ). Assim, é necessário excitar o sistema a um vetor de onda  $\vec{k}_{||} \neq 0$ . No caso em que  $\Delta_c = 0$  a ressonância é obtida apenas no caso de incidência normal e para  $\Delta_c > 0$  não é possível obter uma condição de ressonância, qualquer que seja o valor de  $\vec{k}_{||}$ . Os parâmetros utilizados para reproduzir a figura 2.1-e foram obtidos experimentalmente (vide fig.2.1-a), mostrando com fidelidade a forma prevista teoricamente para a o sistema em estudo.

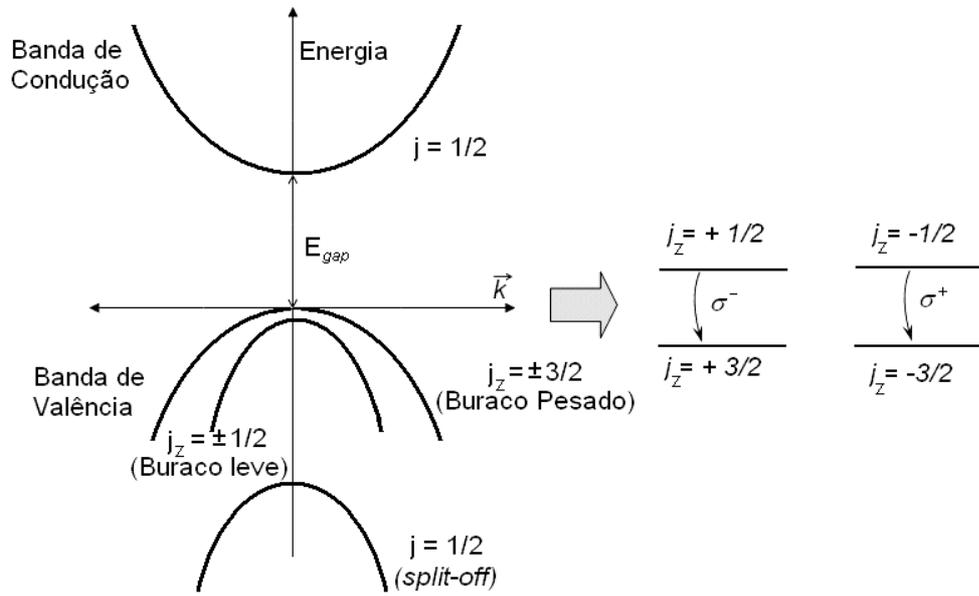
## 2.4 Polarização da emissão laser:

O modelamento básico da dinâmica de lasers semicondutores é realizado pelo uso das equações de taxa e sua generalização inclui a dinâmica de spin dos portadores. As equações de taxa admitem uma direção fixa da polarização do campo, pois lasers semicondutores, reconhecidamente emitem luz linearmente polarizada devido à anisotropias da cavidade.

Em particular VCEL'S (*Vertical Cavity Emitting Lasers*) são conhecidos por emitir luz linearmente polarizada com uma estabilidade menor que os lasers de emissão lateral. Para um poço homogêneo não-tensionado, a polarização é aleatoriamente orientada no plano do meio ativo, uma vez que as duas orientações ortogonais, associadas às orientações cristalinas, são igualmente prováveis. Entretanto, pequenas tensões no cristal podem gerar uma direção preferencial segundo esses mesmos eixos cristalinos [46].

Entretanto, numa microcavidade laser, a polarização é de natureza quântica e se origina nas transições dos subníveis de spin entre as bandas de valência e condução do semicondutor que forma o meio de ganho. O estado eletrônico em  $\vec{k}_{||} = 0$  do LP possui

um momento angular total de  $j = 1/2$ . A banda de valência é composta pelos ramos do “buraco pesado” ( $j = 3/2$ ), do “buraco leve” ( $j = 1/2$ ) e “*split-off*” ( $j = 1/2$ ). No estado de *bulk* os ramos do “buraco pesado” ( $hh$ ) e do “buraco leve” ( $lh$ ) são degenerados em  $k = 0$  com um momento angular total  $j = 3/2$  e em poços quânticos, o efeito devido ao confinamento remove esta degenerescência. Em poços não-tensionados, o ramo  $hh$  ( $j = 3/2$ ) possui maior energia. As regras de transição são tais que  $\Delta j = \pm 1$ , para que haja a conservação do momento angular. Assim, a emissão de luz circularmente polarizada para a direita ( $\sigma^+$ ) corresponde à  $\Delta j = -1$  e para a esquerda ( $\sigma^-$ ) à  $\Delta j = +1$  (veja fig. 2.2).



**Figura 2.2:** Estrutura de bandas para o GaAs no plano do poço quântico e as regras de seleção para a emissão dos excitons.

Excitons formados por elétrons oriundos do ramo  $hh$  possuem uma energia de ligação menor daqueles formados por elétrons oriundos do ramo  $lh$  e, conseqüentemente possuem maior probabilidade de transição para estes excitons ( $hh$ ). O estado de “*split-off*” possui uma diferença de energia relativamente grande em relação aos ramos  $hh$  e  $lh$ , sendo portanto, desconsiderado em nossa análise.

Por outro lado, a emissão laser de polaritons pode apresentar-se linearmente polarizada, com a direção da polarização orientada no plano do poço. Mas este caso, é uma situação extremamente particular, onde a mudança do estado de polarização é proporcionado pela formação de um estado coerente coletivo de polaritons. Isto marca a formação de um estado condensado do tipo Bose-Einstein de polaritons em microcavidades [4].

# Bi-Estabilidade Óptica

Neste capítulo serão discutidas as propriedades de Bi-Estabilidade Óptica em microcavidades semicondutoras proporcionadas pela não-linearidade do meio de ganho devido à grande população de polaritons gerada no bombeio ressonante. Será apresentado um modelo onde iremos determinar a equação que descreve o fenômeno e as condições mínimas necessárias para que ele ocorra. A origem da bi-estabilidade encontra-se na interação polariton-polariton, que promove o aparecimento de uma não-linearidade tipo Kerr no meio de ganho.

## 3.1 Introdução à Bi-Estabilidade:

As equações de movimento para um laser, ou de forma mais ampla, para qualquer sistema de campos e átomos (ou qualquer outra estrutura intra-cavidade) acoplados são intrinsecamente não-lineares, onde freqüentemente realizamos aproximações lineares destas equações. Estes sistemas apresentam diferentes tipos de comportamentos como bi-estabilidade, multi-estabilidade, auto-oscilações e até mesmo caos. Nesta seção, iremos enfatizar nossos estudos nas propriedades bi-estáveis de lasers e de cavidades ópticas ativas.

Inicialmente, podemos tomar um exemplo simples de um oscilador laser bi-estável, considerando uma cavidade contendo um meio de ganho homogêneo de ganho saturável e/ou um meio homogêneo absorvedor saturável. Sob baixas intensidades de excitação, as perdas saturáveis e não-saturáveis desta cavidade excedem o ganho não-saturável, tal que a cavidade não começa a oscilar espontaneamente. Assim, o laser possui um único ponto de operação estável para alcançar a condição laser.

Entretanto, se as perdas da cavidade se saturam mais facilmente com o aumento da intensidade do bombeio que o ganho (a intensidade de saturação do meio absorvedor é menor que a do meio amplificador), as perdas saturáveis podem se tornar menores que o ganho saturável a intensidades suficientemente altas, como mostrado na fig. 3.1. Caso este sistema venha a oscilar no modo laser ele pode apresentar um comportamento bi-estável devido à existência de dois estados estacionários estáveis<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>As condições de estabilidade dos pontos estacionários apresentados na fig. 3.1 são discutidos no apêndice A.

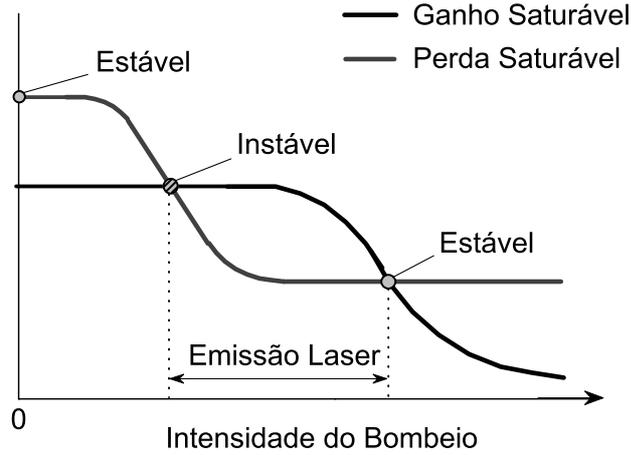


Figura 3.1: Saturação do ganho e das perdas em função da intensidade em um oscilador laser bi-estável.

### 3.1.1 Bi-Estabilidade em cavidades dispersivas e absorvas:

Existem vários tipos de bi-estabilidade óptica que vão depender da natureza da não-linearidade do meio de ganho. As formas mais simples de OB são a absorvasa e a dispersiva. No primeiro caso, uma cavidade Fabry-Perot formada por dois espelhos de reflectividade  $R_1 = |r_1|^2 = \exp(-\delta_1)$  e  $R_2 = |r_2|^2 = \exp(-\delta_2)$  e um coeficiente de atenuação devido ao absorvedor saturável  $\delta_m \equiv 2\alpha_m p$  ( $\alpha_m$  é o coeficiente de ganho não saturável e  $p$  é o perímetro percorrido pelo fóton confinado na cavidade) irá possuir uma intensidade transmitida  $T(I)$  e intra-cavidade  $T_i(I)$  dependentes da intensidade do bombeio  $I$  (desde que os fatores de perda sejam desprezíveis) dados por:

$$\begin{aligned} T(I) &\equiv \frac{I_{trans}}{I_{inc}} \approx \frac{4\delta_1\delta_2}{[\delta_1 + \delta_2 + \delta_m(I)]^2} \\ T_i(I) &\equiv \frac{I_i}{I_{inc}} \approx \frac{4\delta_1}{[\delta_1 + \delta_2 + \delta_m(I)]^2} = \frac{T(I)}{\delta_2} \end{aligned} \quad (3.1)$$

Assumindo que o coeficiente de absorção se satura de forma homogênea,

$$\delta_m = \delta_m(I) = \frac{\delta_{m,0}}{1 + I/I_{sat}} \quad (3.2)$$

onde  $\delta_{m,0}$  é o coeficiente de atenuação não-saturável e  $I_{sat}$  é a intensidade de saturação do meio, a intensidade transmitida  $T(I)$  através do interferômetro pode ser escrita como:

$$T(I) = \left[ \frac{1}{1 + R/(1 + I)} \right]^2 = \left[ \frac{1 + I}{1 + R + I} \right]^2 \quad (3.3)$$

onde  $R \equiv \delta_{m,0}/(\delta_1 + \delta_2)$  e  $I = I_i/I_{sat}$ .

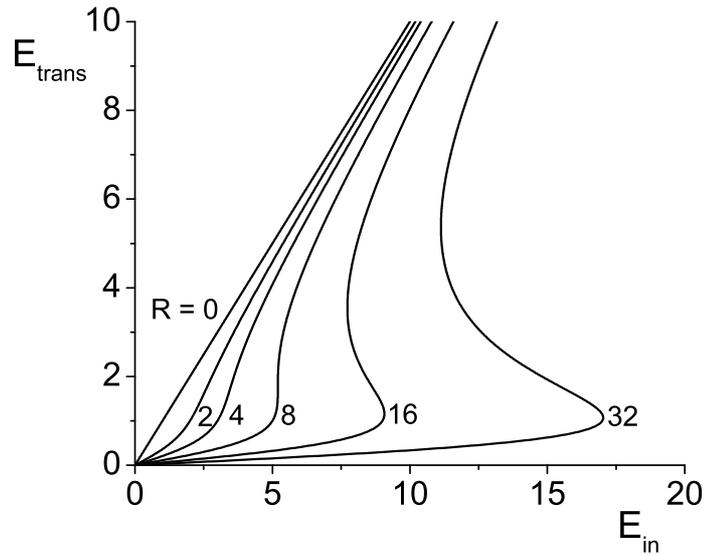
Para eliminarmos a dependência com a intensidade interna  $I_i$  da equação acima, iremos definir os campos normalizados de bombeio e de transmissão:

$$\begin{aligned} |E_{inc}|^2 &\equiv \frac{I_{inc}}{\delta_1 I_{sat}} \\ |E_{trans}|^2 &\equiv \frac{I_{trans}}{\delta_2 I_{sat}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Assim, a relação entre o campo incidente e o transmitido toma a forma simplificada:

$$E_{inc} = E_{trans} \left[ 1 + \frac{R}{1 + E_{trans}^2} \right] \quad (3.5)$$

A figura 3.2 mostra o comportamento não-linear entre os campos incidente e transmitido para este tipo de interferômetro, calculada na eq. 3.5. Nesta figura, podemos observar que o comportamento bi-estável ocorre apenas para valores de  $R \geq 8$ .



**Figura 3.2:** Amplitude de transmissão do campo através de um interferômetro Fabry-Perot contendo um absorvedor saturável homogêneo.

No caso dispersivo, um interferômetro passivo, contendo um meio dispersivo não-linear como um material tipo Kerr (onde o índice de refração varia com o aumento da intensidade óptica da forma  $n(I) = n_o + n_2 I_i$ ) faz a frequência de ressonância da cavidade variar de acordo com a intensidade do campo incidente  $I_i$ . Nesta situação, o comportamento não-linear deste sistema pode ser analisado graficamente.

A curva de transmissão de uma cavidade Fabry-Perot é dada por:

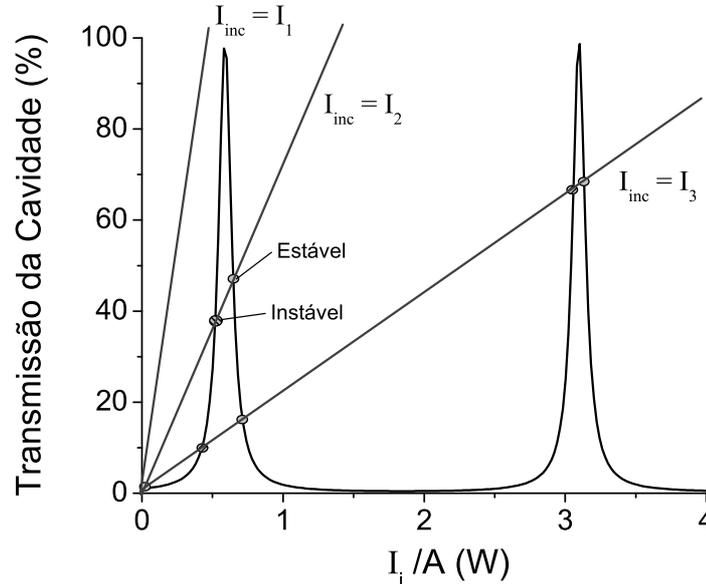
$$T(I) \equiv \frac{I_{trans}}{I_{inc}} = \frac{1}{1 + \mathcal{F} \text{sen}^2(\phi(I)/2)} \quad (3.6)$$

onde  $\mathcal{F}$  é a finesse da cavidade e  $\phi(I)$  é a fase acumulada pelo campo a cada volta. Para uma cavidade com um material tipo Kerr excitada externamente por um comprimento de onda  $\lambda_o$  (no vácuo), a fase  $\phi(I)$  terá a forma:

$$\phi(I) = \frac{2\pi p}{\lambda_o} [n_o + n_2 I_i] \quad (3.7)$$

A figura 3.3 mostra a curva de transmissão  $T(I)$  através de uma cavidade contendo um material tipo Kerr (desprezando-se as perdas da cavidade). Neste caso, a intensidade do campo incidente varia por uma larga faixa permitindo que o campo intra-cavidade  $I_i$  assumira valores apreciáveis, de forma que vários modos da cavidade sejam observados.

As intensidades do campo incidente, transmitido e intra-cavidade, também estão relacionados ( $I_{trans} = \delta_2 I_i = T I_{inc}$  ou  $T(I) = \delta_2 I_i / I_{inc}$ ). Assim, podemos superpor as duas curvas e verificar os pontos de intersecção, que correspondem a pontos onde o modo da cavidade será excitado.



**Figura 3.3:** Interpretação gráfica da bi-estabilidade induzida por fenômenos dispersivos. Os parâmetros aqui utilizados foram obtidos experimentalmente ou através da literatura para a microcavidade em estudo. São eles:  $L_c = 8000$ ,  $\lambda_o = 7972$ ,  $n_o = 3.4486$  [45],  $n_2 = 0.005 \text{cm}^2/\text{kW}$  [47] e  $s = 40 \mu\text{m}$  (diâmetro do feixe incidente).

A figura 3.3 mostra que para pequenos valores de excitação  $I_{inc} = I_1$  há apenas um ponto onde as curvas se cruzam, indicando que a frequência de ressonância da cavidade

praticamente não é deslocada pois a cavidade está operando a baixas intensidades e fora de ressonância. À medida que a intensidade do bombeio é aumentada as curvas em preto e cinza começam a se cruzar duas, três ou mais vezes indicando efeitos de bi-estabilidade e até multi-estabilidade.

Para  $I_{inc} = I_2$  aparecem três interceptos, onde o primeiro (a baixos valores de transmissão da cavidade) encontra-se fora de ressonância e os outros dois encontram-se próximos ao pico de transmissão (quase-ressonante). Entretanto, apenas dois destes pontos são de operação estável. A estabilidade pode ser entendida analisando a dinâmica da cavidade tomando o ponto mais afastado entre os interceptos das curva de transmissão da cavidade e da curva  $I_{inc} = I_2$ . Quando  $I_{inc}$  aumenta, a frequência de ressonância da cavidade diminui devido ao efeito Kerr e conseqüentemente a intensidade do campo intra-cavidade (pois o sistema agora encontra-se fora de ressonância numa região de baixa transmissividade). Esta diminuição de  $I_i$  desloca a ressonância da cavidade novamente para seu valor inicial em direção à frequência do sinal aplicado cancelando o efeito do aumento de  $I_{inc}$ , tornando-o estável. Por argumentos análogos, podemos verificar que o mesmo não ocorre no ponto intermediário, sendo este considerado uma perturbação instável.

Estes dois exemplos ilustram as propriedades elementares de um sistema bi-estável puramente absorsoivo ou puramente dispersivo. Entretanto, se tomarmos o caso mais geral em que uma cavidade óptica encontra-se ressonante com um sistema de dois níveis, então teremos uma situação mais complexa onde encontraremos uma mistura de propriedades dispersivas e absorsoivas, que dependerá da sintonia entre eles e a cavidade. Como foi analisado, em ambas situações as instabilidades nas curvas de bi-estabilidade podem induzir a oscilações temporais no campo emitido por uma cavidade, induzidas por trocas regulares entre os ramos da curva de bi-estabilidade permitindo a conversão de um bombeio estacionário para uma emissão laser pulsada.

Estes sistemas não-lineares podem freqüentemente mudar repentinamente a forma de onda através dos parâmetros de excitação, indicando novos comportamentos como transições para o caos [48]. No regime caótico as equações de movimento do sistema são inteiramente determinísticas e podem conter poucos parâmetros. Mesmo assim, o sistema pode oscilar fortemente dando o aspecto de aleatoriedade produzindo um espectro de potência com uma distribuição contínua em frequência, com nenhuma componente discreta observável.

## 3.2 Bi-estabilidade óptica em Microcavidades:

Foi apresentado no capítulo anterior uma discussão teórica mostrando as mudanças que a formação dos polaritons podem gerar na curva de dispersão da cavidade. Dessa forma, microcavidades semicondutoras tornam-se particularmente atrativas para a observação do comportamento bi-estável. No regime de acoplamento forte, devido a uma grande variedade de efeitos ópticos não-lineares, o comportamento bi-estável em microcavidades pode ser previsto tanto no contexto bosônico quanto fermiônico. Por um lado, a emissão do exciton-polariton (e-p) pode ser descrita através de um modelo generalizado de mistura de quatro ondas análogo ao campo óptico em uma cavidade contendo um meio Kerr [49]. Por outro lado, os excitons não acoplados, responsáveis pela emissão coerente no modo da cavidade estão associados com o preenchimento do espaço de fase e é esperado que eles promovam uma resposta óptica bi-estável [50, 51].

Sob regime de acoplamento forte e a baixas intensidades, os polaritons exibem um grande número de comportamentos não-lineares [49]. Sob altas densidades de excitação, efeitos como polariton *bleaching* tem sido observados [50] sendo considerado como o agente responsável por comportamentos bi-estáveis [51]. Sob densidades de excitação intermediárias, estes sistemas exibem uma forte não-linearidade na emissão devido à amplificação paramétrica de polaritons (via espalhamento coerente polariton-polariton, proporcionada por sua natureza excitônica).

Como foi mostrado no capítulo anterior, o processo de formação de polaritons deve satisfazer regras de seleção do vetor de onda paralelo ao plano do poço. No processo de espalhamento, temos a geração de dois estados polaritônicos sendo gerados simultaneamente na banda LP por um vetor de onda de excitação  $\vec{k}_p$ . Para que se mantenha a conservação de energia e momento, ambos são espalhados via fônons, sendo que um deles para o fundo da banda com  $\vec{k} = 0$  (*Signal*) e o outro com  $\vec{k} = 2\vec{k}_p$  (*Idler*). O processo se concentra no ramo LP devido à baixa probabilidade de transição para o ramo UP (devido a regras de seleção causadas pela troca de *spin*). Ocupando seus estados finais, os estados excitados decaem para a banda de valência emitindo um fóton cada um. O processo de espalhamento e de amplificação paramétrica pode ser otimizado escolhendo-se um  $\vec{k}_p$  cujo o processo seja intermediado por um único fônon. Isto pode ser realizado variando-se o ângulo de incidência. Nesta situação encontramos o que chamamos de “ângulo mágico” que pode ser determinado por  $\theta = \arcsen(n_{eff}\sqrt{\Omega/\omega_{e-p}}) = (9 \pm 2)^\circ$  (para o caso ressonante numa cavidade  $\lambda$ ) [52].

Nesta geometria de excitação, o Hamiltoniano efetivo (em primeira ordem) para a interação polariton-polariton [53] é análogo ao Hamiltoniano de meio óptico tipo Kerr. A diferença é que agora o índice de refração depende do número de polaritons e não do número de fótons. Isto proporciona o aparecimento de um comportamento bi-estável para intensidades de excitação suficientemente altas. Fenômenos de OB já foram observados em microcavidades contendo poços quânticos em regime de acoplamento fraco [54] e recentes trabalhos mostram a possibilidade de ocorrência em regime de acoplamento forte devido

ao exciton *bleaching* [51], entretanto sob diferentes condições.

### 3.2.1 Tratamento Teórico:

No capítulo anterior, encontramos um Hamiltoniano, escrito na base excitônica (eq. 2.7), onde não era incluída a interação de Coulomb entre os portadores. A adição destas interações permitem o aparecimento de dois termos adicionais: um termo de interação exciton-exciton e um termo de saturação anarmônico devido ao acoplamento exciton-luz. O termo de interação exciton-exciton é dado por [55]:

$$H_{exc-exc} = \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} U_q b_{k+q}^\dagger b_{k'-q}^\dagger b_k b_{k'} \quad (3.8)$$

Onde  $U_q \simeq U_o = 6e^2 a_{exc}/(\epsilon A)$ , sendo  $\epsilon$  a constante dielétrica do poço quântico e  $A$  é a área quantizada.

O termo de saturação é escrito como [55]:

$$H_{sat} = \sum_{k,k',q} U_{sat} (a_{k+q}^\dagger b_{k'-q}^\dagger b_k b_{k'} + a_{k+q} b_{k'-q} b_k^\dagger b_{k'}^\dagger), \quad (3.9)$$

onde  $U_{sat} = \Omega/(2n_{sat}A)$ , sendo  $n_{sat} = 7/(16\pi a_{exc}^2)$  a densidade de saturação de excitons. Como ambos termos não-lineares são pequenos quando comparados com o *Rabi-splitting* podemos desprezar a interação entre os ramos UP e LP. Assim, os dois ramos do polariton são desacoplados sendo mais apropriado o uso da base polaritônica. Considerando a excitação ressonante e monocromática do ramo LP, o Hamiltoniano toma a forma  $H = H_{LP} + H_{eff}$ , onde  $H_{LP} = \sum_k E_{LP}(k) p_k^\dagger p_k$  e o termo de interação polariton-polariton toma a forma:

$$H_{eff} = \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} U_{k,k',q} p_{k+q}^\dagger p_{k'-q}^\dagger p_k p_{k'} \quad (3.10)$$

Onde

$$U_{k,k',q} = U_o X_{|k'-q|} X_k X_{|k+q|} X_{k'} + 2U_{sat} X_{|k'-q|} X_k (C_{|k+q|} X_{k'} + C_{k'} X_{k+q}) \quad (3.11)$$

Em nossa amostra  $\hbar\Omega = 3.4meV$  (vide fig. 2.1-a),  $a_{exc} = 100$  [56] e  $\epsilon = 12.5\epsilon_o$  [57], o que nos permite estimar  $U_{sat}/U_o = 0.014$ . Assim, podemos desprezar o termo de saturação na equação 3.11 (exceto no caso de uma dessintonia muito grande, onde poderemos encontrar  $C_k \gg X_k$ ):

$$U_{k,k',q} = U_{eff} \simeq U_o X_{|k'-q|} X_k X_{|k+q|} X_{k'} \quad (3.12)$$

O processo de recombinação do ramo LP ocorre em  $\vec{k} = 0$ , dando ao Hamiltoniano total um termo não-linear devido ao comportamento tipo Kerr:

$$H_{eff} = \frac{1}{2}U_{eff}p_o^\dagger p_o^\dagger p_o p_o \quad (3.13)$$

e um termo devido ao acoplamento entre o campo incidente de amplitude  $E_L$  e o modo da cavidade:

$$H_{inc} = i\hbar\sqrt{2\kappa}[E_L e^{-i\omega_L t} a^\dagger - c.c.] \quad (3.14)$$

onde  $\kappa$  corresponde às perdas devido aos espelhos que compõem a cavidade. Esta forma semi-clássica de escrevermos  $H_{inc}$  nos permite encontrar a dependência do número médio de polaritons ( $\langle n_p \rangle \equiv p^\dagger p$ ) com a intensidade do feixe incidente ( $I_{inc} \equiv E_L^* E_L$ ).

Assim, através do Hamiltoniano  $H = H_{LP} + H_{eff} + H_{inc}$ , podemos determinar a equação de Heisenberg-Langevin para  $\vec{k} = 0$  do ramo LP designado pelo operador  $p_o$ . Entretanto, o termo de relaxação é tratado fenomenologicamente, adicionando-se um termo de perda. O termo associado com as flutuações não são incluídos, o que nos permite estudar apenas a média do estado estacionário dos campos. Para estudarmos o sistema no referencial do laser de excitação, realizamos um “rotating frame” do operador  $p_o$ , tal que  $p_o = p e^{-i\omega_L t}$ . Assim, levando em consideração estas aproximações o Hamiltoniano total adquire a forma:

$$H = E_{LP}(0)p^\dagger p + \frac{U_{eff}}{2}p^\dagger p^\dagger p p - i\hbar\sqrt{2\kappa}[E_L C_o p^\dagger - E_L^* C_o^* p] \quad (3.15)$$

E conseqüentemente, a equação de Heisenber-Langevin desse Hamiltoniano para o operador  $p$  é:

$$\dot{p} = -(\Gamma_p + i\Delta_L)p - i\alpha_p p^\dagger p p - C_o \sqrt{2\kappa} E_L \quad (3.16)$$

onde  $\Delta_L = E_{e-p}(\vec{k} = 0)/\hbar - \omega_L$  é a dessintonia em frequência entre o pico de emissão do exciton-polariton (e-p) em  $\vec{k} = 0$  e o laser de bombeio.  $\Gamma_p$  é a largura de linha do e-p dada por  $\Gamma_p = C_o^2 \Gamma_c + X_o^2 \Gamma_{exc}$ , onde  $\Gamma_c$  e  $\Gamma_{exc}$  são as larguras de linha da cavidade e do exciton, respectivamente (a baixas intensidades de excitação). Sob altas intensidades, o alargamento devido à colisões deve ser levado em conta e  $\alpha_p = X_o^4 U_o / \hbar$  é o coeficiente efetivo que descreve o espalhamento entre polaritons.

Todos os parâmetros, como a largura de linha, o coeficiente não-linear efetivo e o acoplamento com a radiação são todos funções da dessintonia cavidade-exciton  $\Delta_c$  que determina o quanto o polariton mantém as características de exciton ou de fóton.

## 3.2.1.1 Estado estacionário:

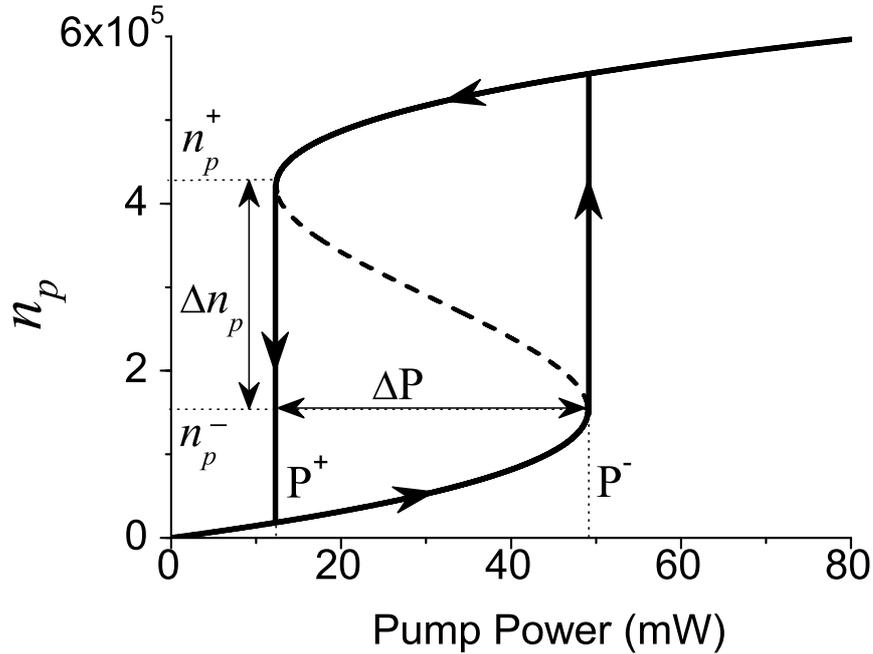
A equação 3.16 pode ser re-escrita em termos dos valores médios dos campos para um estado coerente e usando a definição para o número médio de polaritons, tomando a forma:

$$\langle \dot{p} \rangle = -(\Gamma_p + i\Delta_L)\langle p \rangle - i\alpha_p n_p \langle p \rangle - C_o \sqrt{2\kappa} E_L = 0 \quad (3.17)$$

Multiplicando a equação acima pelo seu complexo conjugado e realizando uma combinação linear entre  $\langle p^\dagger \rangle \langle \dot{p} \rangle$  e  $\langle p \rangle \langle \dot{p}^\dagger \rangle$  nos estados estacionários, obtemos:

$$|E_L|^2 \propto I_{inc} = \frac{n_p}{2\kappa C_o^2} [\Gamma_{e-p}^2 + (\Delta_L + \alpha_p n_p)^2] \quad (3.18)$$

A curva de  $n_p$  versus potência de excitação mostra um comportamento bi-estável, como pode ser visto na figura 3.4. Para uma faixa de valores da potência de bombeio o número médio de polaritons pode apresentar dois valores possíveis, localizados nos ramos estáveis superior e inferior da curva (o ramo intermediário, mostrado com um pontilhado, é conhecido por ser instável).



**Figura 3.4:** Número médio de polaritons vs potência de excitação. Os parâmetros usados foram obtidos a partir de dados experimentais (fig. 3.3-a) e um diâmetro do feixe incidente de  $40\mu\text{m}$ . As larguras de linha do exciton e da cavidade foram de  $\Gamma_c = 1.47\text{meV}$  e  $\Gamma_{exc} = 0.11\text{meV}$ , respectivamente. As dessintonias  $\Delta_c = -0.2\text{meV}$  e  $\Delta_L = -3.7\text{meV}$ . Na região bi-estável, a linha pontilhada mostra o ramo instável. As setas indicam a direção do ciclo de histerese obtido pela varredura do bombeio.

Os pontos que descrevem os saltos na população de poaritons  $n_p^+$  e  $n_p^-$  são determinados por  $dI_{inc}/dn_p = 0$ , resultando na relação:

$$3\alpha_p^2 n_p^2 + 4\alpha_p n_p \Delta_L + \Gamma_{e-p}^2 = 0 \quad (3.19)$$

o discriminante desta equação é dado por:

$$\Delta = \alpha_p^2 (\Delta_L^2 - 3\Gamma_{e-p}^2) \quad (3.20)$$

O comportamento bi-estável é obtido para valores positivos do discriminante, ou seja,  $\Delta_L^2 > 3\Gamma_{e-p}^2$ . Dessa forma, as soluções para  $n_p$  seriam números reais positivos. Então, a primeira condição de bi-estabilidade é dada por:

$$\begin{aligned} \Delta_L &< -\sqrt{3}\Gamma_{e-p} \\ \omega_L &> \omega_{e-p} + \sqrt{3}\Gamma_{e-p} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Neste caso, os valores de  $n_p^\pm$  são dados por:

$$n_p^\pm = \frac{-2\Delta_L \pm \sqrt{\Delta_L^2 - 3\Gamma_{e-p}^2}}{3\alpha_p} \quad (3.22)$$

Usando este resultado, podemos voltar à eq. 3.18, obtendo as correspondentes equações para o limiar da intensidade do bombeio.

$$I_{inc}^\pm = \frac{-2\Delta_L \pm \sqrt{\Delta_L^2 - 3\Gamma_{e-p}^2}}{27\alpha_p C_o^2 \kappa} (\Delta_L^2 + 3\Gamma_{e-p}^2 \pm \Delta_L \sqrt{\Delta_L^2 - 3\Gamma_{e-p}^2}) \quad (3.23)$$

O menor limiar é obtido quando a dessintonia entre o laser e o pico de emissão do e-p é igual a  $-\sqrt{3}\Gamma_{e-p}$ . Assim,

$$I_{in}^{th} = \frac{4\Gamma_{e-p}^3}{3\sqrt{3}\alpha_p C_o^2 \kappa}. \quad (3.24)$$

Podemos descrever o comportamento do limiar em termos da dessintonia cavidade-exciton  $\Delta_c$  usando as equações 2.10b para re-escrever as variáveis  $X_o$ ,  $C_o$  e  $\alpha_p$  em termos desta dessintonia, obtendo:

$$I_{in}^{th} = \frac{32}{3\sqrt{3}\kappa\alpha_p} \frac{\left[ \Delta_c^2 \Gamma_{exc} + (\Gamma_c + \Gamma_{exc})(\hbar\Omega)^2/2 + \Delta_c \Gamma_{exc} \sqrt{\Delta_c^2 + (\hbar\Omega)^2} \right]^3}{(\hbar\Omega)^2 (\Delta_c + \sqrt{\Delta_c^2 + (\hbar\Omega)^2})^4} \quad (3.25)$$

A forma da intensidade do limiar obtida acima é mostrado na figura 3.5, onde podemos observar um mínimo da dessintonia em

$$\Delta_c^{min} = \frac{\hbar\Omega(2\Gamma_c - \Gamma_{exc})}{2\sqrt{2\Gamma_c\Gamma_{exc}}} \quad (3.26)$$

Usando os parâmetros discutidos no texto, temos:  $\Delta_L < -1.3\text{meV}$ ,  $\Delta_c^{min} = -2.2\text{meV}$ ,  $n_p^+ \approx 2.8n_p^-$  e  $P^- \approx 4P^+$ . O valor de  $\Delta_c^{min}$  é o resultado de um “desligamento” entre o acoplamento do campo externo (que é mais forte para dessintonias negativas, onde o polariton tende a um fóton) e a não-linearidade (que é mais significativa para dessintonias positivas, onde o polariton tende a um exciton).

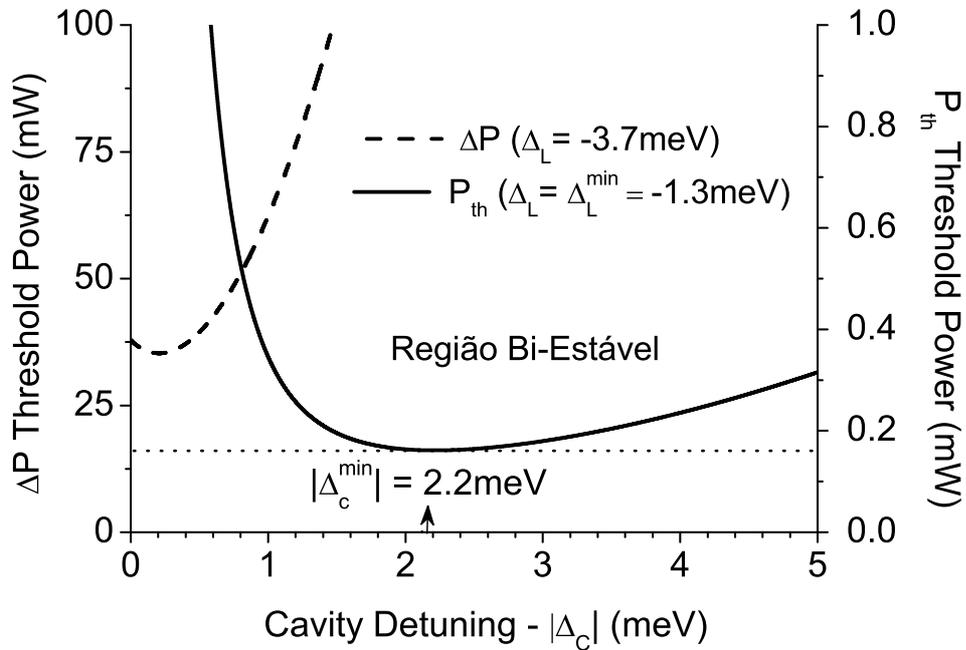


Figura 3.5: Variação do limiar de bi-estabilidade e do intervalo de bi-estabilidade  $\Delta P$  em função da dessintonia da cavidade. Os parâmetros são os mesmo da fig. 3.4.

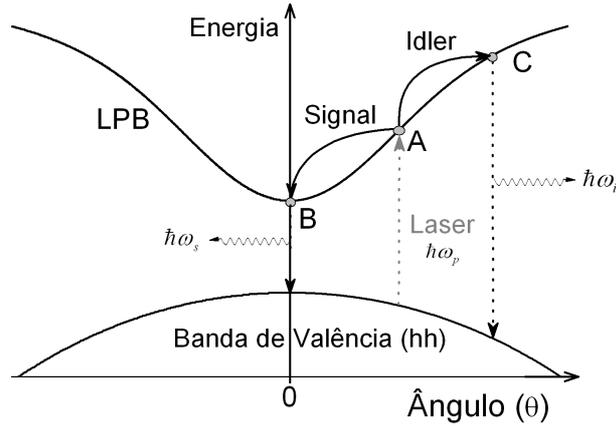
# Instabilidade Óptica

Ao analisarmos a bi-estabilidade óptica em microcavidades, verificamos a presença de uma região instável que será discutida neste capítulo. Sob determinadas condições de excitação podemos gerar desde estados condensados de polaritons até um regime de operação análogo ao regime de oscilador óptico paramétrico (OPO) [58]. Caso o regime de OPO seja excitado, os efeitos de competição apontados no capítulo anterior não são alcançados. Estes regimes serão brevemente discutidos, apontando suas principais características e mostrando que sob as condições experimentais adotadas, o sistema encontra-se num regime exclusivamente de bi-estabilidade.

## 4.1 Regimes de Oscilação:

Os efeitos CQED (Eletrodinâmica Quântica de Cavidades) permitem a formação de polaritons em microcavidades semicondutoras, sendo possível gerar desde osciladores ópticos paramétricos (OPO) [52] a condensados de Bose-Einstein (BEC) [4] (a formação e a caracterização de um estado condensado de polaritons serão abordadas neste trabalho nos capítulos subseqüentes). A analogia com OPOs é tratada sob excitação ressonante, onde dois fótons da fonte de excitação são convertidos em um par de *signal* e *idler* polaritons [58]. Neste caso, a física tradicionalmente aplicada em OPOs pode ser usada em microcavidades, permitindo a pesquisa de novos fenômenos, tais como a produção de estados não-clássicos da luz [59].

Entretanto, microcavidades semicondutoras são uma forma atípica de OPO onde a não-linearidade é do tipo  $\chi^{(3)}$ , ao passo que o mais comum é a do tipo  $\chi^{(2)}$ . Esta característica das microcavidades nos permite interpretá-las como uma forma não degenerada de mistura de quatro ondas, com dois estados de excitação do polariton sendo espalhados originando os estados de *signal* e *idler* (vide fig. 4.1). Uma consequência disto é a presença de um deslocamento para o azul ou renormalização das energias do polariton (dependente das populações de cada estado) proporcionados pelo espalhamento entre os estados gerados, de forma que o estado inicial (estado de excitação) permanece inalterado durante o processo.



**Figura 4.1:** Processo de espalhamento e formação dos estados de excitação (A), *signal* (B) e *idler* (C) do polariton.

Outra consequência importante encontra-se na direção de emissão do *signal* polariton  $\theta_s$ , que pode ser encontrado a poucos graus da direção normal (mas principalmente em  $\theta_s = 0$ ). Isto é proporcionado pela massiva ocupação deste estado para qualquer que seja o ângulo de incidência  $\theta_p$ . Assim, se  $\theta_s$  for determinado simplesmente pela restrição de que a correção em energia da curva de dispersão do polariton (para o *signal* e o *idler*) deve ser minimizada, uma larga faixa de valores para  $\theta_s$  poderiam ser alcançados, dependendo da energia e do ângulo de excitação.

Efeitos de OB tem sido observados em um OPO triplamente ressonante [60] (a cavidade encontra-se ressonante com os modos do *signal* e do *idler*) o que nos indica a presença de regimes de operação na microcavidade. Se induzirmos uma dessintonia nos dois modos (*signal* e *idler*) em relação à cavidade, a condição de oscilação impõe que esta dessintonia, normalizadas pelas suas respectivas larguras de linha, sejam iguais:  $\Delta_s = \Delta_i = \Delta$ . Assim, para que haja OB sob regime de OPO a seguinte condição deve ser satisfeita [61]:

$$\Delta_p \Delta > 1 \quad (4.1)$$

onde  $\Delta_p$  corresponde à dessintonia do laser de excitação com a cavidade, normalizada pela sua largura de linha.

A otimização do processo de formação dos dois estados do polariton é obtida quando o ângulo de bombeio é escolhido de tal forma que o *signal*, o *idler* e o estado de excitação estão ressonantes com o ramo LP. Assim, a OB deveria aparecer sob certas condições quando os três modos são dessintonizados. Isto mostra uma nova forma de OB em microcavidades semicondutoras sob regime de acoplamento forte; diferente daquela obtida quando excitada com incidência normal em relação à superfície da amostra (também em regime de acoplamento forte), que é devido exclusivamente ao efeito Kerr polaritônico [62]. O estado estável de OPO deve ser alcançado apenas para uma faixa de ângulos e energias de excitação, com pequenas mudanças no limiar. Este estado estável é contrastante com aquele observado a ângulos próximos ao ângulo mágico (no estado triplamente ressonante), onde a resposta do sistema apresenta fortes e rápidos pulsos.

O tratamento teórico descrito por D. M. Whittaker [58] para este tipo de estrutura, e adotado neste trabalho, assume que o feixe incidente é espacialmente uniforme e que os estados de excitação, *signal* e *idler* são descritos por ondas planas. Estas considerações, não totalmente realísticas, proporcionam pequenas diferenças dos resultados experimentais devido principalmente aos efeitos de inhomogeneidade espacial do feixe incidente. As equações utilizadas foram obtidas para o caso bi-dimensional, válidas para qualquer vetor de onda no plano, desde que a condição de conservação de momento seja satisfeita. Além disso, para o tratamento da instabilidade, consideraremos que os estados gerados encontram-se confinados e que todos tendem assintoticamente aos seus valores estáveis.

#### 4.1.1 O estado de excitação:

O estado de excitação (estado indicado como “A” na fig. 4.1) pode ser entendido como um único modo coerente do polariton que é populado, produzido pelo campo incidente. Dessa forma, a equação 3.18 se aplica e a população deste estado se alinha segundo a curva indicada na figura 3.4. Para potências de excitação dentro da faixa mostrada como  $\Delta P$  nesta mesma figura, faz com que valores negativos de  $\Delta_L$  desloque o pico do polariton em direção ao pico do laser de bombeio (devido ao deslocamento para o azul). Isto faz com que a população de polaritons cresça superlinearmente. Entretanto, quando  $\Delta_L$  se torna positivo, o polariton é deslocado em direção à ressonância. Assim, a população do estado de excitação deve se alinhar à curva de OB apenas se este modo é significativamente ocupado. Caso contrário, se outros modos possuem uma ocupação finita, como no estado de OPO, esta restrição não se aplica e o estado final é estável. Isto delimita três regiões de estudo: uma região bi-estável, uma de OPO e outra instável.

A estabilidade do estado de excitação é determinada considerando-se o espectro de pequenas excitações com frequência  $\omega$  e vetor de onda  $q$  da forma de uma onda plana com componentes dos três estados do polariton:

$$\phi_p = e^{i(k_p x - \omega_p t)} [A_p + A_s e^{-i(qx - \omega t)} + A_i e^{i(qx - \omega^* t)}] \quad (4.2)$$

onde  $A_p$ ,  $A_s$  ( $k_s = k_p - q$ ,  $\omega_s = \omega_p - \omega$ ) e  $A_i$  ( $k_i = k_p + q$ ,  $\omega_i = \omega_p + \omega$ ) representam as amplitudes (vetores de onda/energia) dos modos de excitação, do *signal* e do *idler*, respectivamente. Expandindo em primeira ordem em  $A_s$  e  $A_i$ , obtemos:

$$\frac{1}{|X_s|^2} [\omega_s - i\Gamma_s - \omega_p + \omega] A_s + 2n_p A_s + p^2 A_i^* = 0 \quad (4.3a)$$

$$\frac{1}{|X_i|^2} [\omega_i - i\Gamma_i - \omega_p - \omega^*] A_i + 2n_p A_i + p^2 A_s^* = 0 \quad (4.3b)$$

onde  $|A_p|^2 = n_p$ ,  $\Gamma_{s,i}$  é a largura de linha do *signal* e do *idler*,  $X_{s,i}$  são os coeficientes de Hopfield obtidos a partir da energia de Rabi e da dessintonia entre a cavidade e as energias finais  $\hbar\omega_s$  e  $\hbar\omega_i$ .

Considerando estas equações como um problema de auto-valor para as amplitudes  $A_s$  e  $A_i$ , os auto-valores complexos  $\omega$  são obtidos através da condição de que o determinante dos coeficientes deve ser zero, isto é:

$$|X_s|^2 |X_i|^2 n_p^2 = [\omega_s - i\Gamma_s - \omega_p + \omega + 2|X_s|^2 n_p][\omega_i + i\Gamma_i - \omega_p - \omega + 2|X_i|^2 n_p] \quad (4.4)$$

o limiar de instabilidade corresponde a  $Im[\omega] = 0$ , que ocorre quando

$$\delta^2 + \Gamma_o^2 = \frac{\Gamma_o}{\Gamma_s \Gamma_i} |X_s|^2 |X_i|^2 n_p^2 \quad (4.5)$$

onde  $\Gamma_o = \Gamma_s + \Gamma_i$  e  $\delta = \omega_s + \omega_i - 2\omega_p + 2(|X_s|^2 + |X_i|^2)n_p$  é a condição de ressonância ( $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$ ) modificada pelo deslocamento para o azul. A equação 4.5 corresponde à uma equação quadrática para  $n_p$  que marca o contorno da região instável. As soluções para  $n_p$ , chamadas aqui de  $n_p^{up}$  e  $n_p^{down}$  são dados por:

$$n_p^{up,down} = \frac{-2\delta_k \pm \Gamma_o \sqrt{u \frac{(\Gamma_o^2 + \delta_k^2)}{\Gamma_s \Gamma_i} - 4}}{(|X_i|^2 + |X_s|^2) \left[ \frac{\Gamma_o}{\Gamma_s \Gamma_i} u - 4 \right]} \quad (4.6)$$

onde  $\delta_k = \omega_s(k) + \omega_i(k) - 2\omega_p$  e  $u = |X_i|^2 |X_s|^2 / (|X_i|^2 + |X_s|^2)^2$ .

A figura 4.2 mostra uma região hachurada como sendo a parte instável da solução da eq.4.5, em função do ângulo de emissão do *signal* ( $\theta_s$ ). Para  $\theta_s = \theta_p$ , os extremos da região instável corresponde aos pontos  $P^\pm$  de bi-estabilidade, confirmando o comportamento que já era previsto. Entretanto, para as condições de excitação mostradas, a extensão da região instável corresponde a uma faixa larga de  $\theta_s$ . Convertendo os extremos da região instável em potência, obtemos uma faixa entre  $P_1$  e  $P_2$  para as quais o estado de excitação é instável. Nos casos mostrados na fig. 4.2 os valores de  $P_1$  e  $P^-$  são muito próximos.

Neste intervalo, podemos identificar que  $P_1 > P_2$ , permitindo que o sistema possa alternar entre os ramos estáveis inferior e superior da curva de OB, possibilitando a existência apenas do regime bi-estável [63]. Por outro lado, para gerarmos o estado de OPO, dado um ângulo de incidência e sua respectiva energia, temos que a condição  $P_1 < P_2$  deve ser satisfeita. Isto pode ser obtido, quando as curvas  $n_p^{up}$  e  $n_p^{down}$  (figs.4.2-b e d) se separam, dentro de uma faixa de potências de bombeio para os quais o estado de excitação é instável. Entretanto, devemos salientar que o regime de OPO não requer a existência de um regime bi-estável, uma vez que nesta situação, não haverá uma região instável em torno de  $\theta_p = \theta_s$ . Outra possibilidade é a existência de um regime estável, de tal forma que  $n_p$  cresça assintoticamente com o aumento da potência de bombeio.

Assim, podemos identificar, através das simulações apresentadas nas figs.4.2-c e d, que sob as condições nas quais elas foram realizadas (baseadas em parâmetros experimentais) o sistema encontra-se **exclusivamente** num regime bi-estável e estável. No capítulo

6 apresentaremos alguns resultados experimentais do comportamento bi-estável, que mostram certa instabilidade na intensidade da luz emitida acima do limiar. Entretanto, estas instabilidades, que se apresentam na forma de auto-oscilações, não são causadas pelas fenomenologias apontadas neste capítulo, mas pela formação de um estado condensado de polaritons. A transição para o regime de OPO encontra-se além dos objetivos deste trabalho, mas é uma das abordagens de interesse de nosso grupo para futuros estudos em microcavidades.

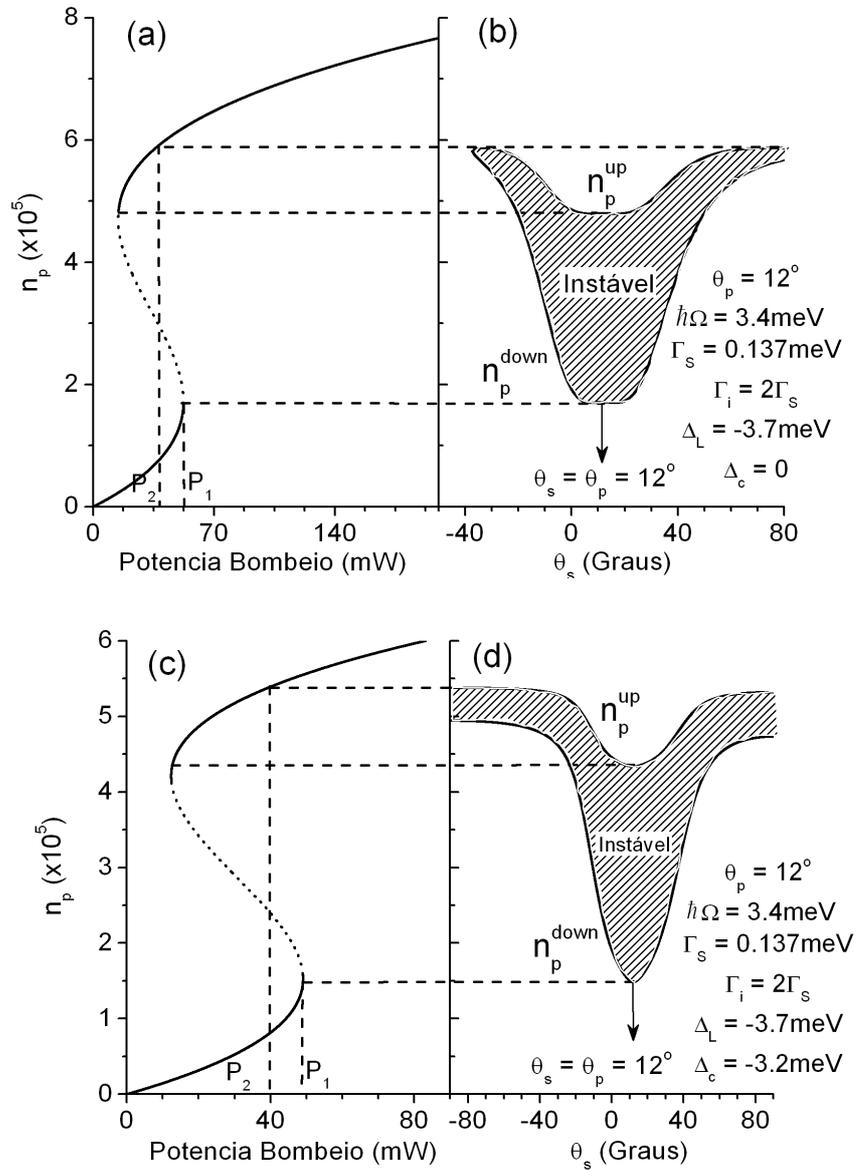


Figura 4.2: (a) Curva de bi-estabilidade obtida através da eq. 3.18 para o caso ressonante. Os parâmetros usados estão mostrados na figura (b). (b) Valores para  $n_p$  (região hachurada) para os quais o estado de excitação é instável, em função do ângulo de emissão do sinal,  $\theta_s$ .  $P_1$  e  $P_2$  são as potências de excitação correspondentes aos limites superior e inferior da região instável, para qualquer  $\theta_s$ . (c) Curva de OB com os mesmos parâmetros usados para gerar a fig. 3.4 e (d) a respectiva curva de instabilidade. O regime de OPO é alcançado quando  $P_1 < P_2$ .

# BEC de polaritons

A interação entre dois excitons depende da distância entre eles e da orientação relativa de seus spins. Se os dois polaritons envolvidos no processo de espalhamento encontram-se no estado de tripleto (spins paralelos), ela será sempre repulsiva, enquanto que, no estado de singleto, ela é atrativa para baixas densidades e repulsiva para altas densidades [64]. Naturalmente, o auto-estado global de um *ensemble* de polaritons deve ser escrito por uma auto-função total simétrica devido às suas propriedades bosônicas e a interação entre eles deve predominantemente ser repulsiva (estado de tripleto) devido à sua natureza excitônica. Em um gás de Bose simples, a interação deve ser repulsiva para se evitar que o gás se colapse com densidade infinita, além de selecionar a distribuição de estados a serem macroscopicamente ocupados, deslocando os outros estados para energias maiores. Dessa forma, a mesma interação polariton-polariton (de natureza excitônica), que descreve a bi-estabilidade das microcavidades, é também responsável por um deslocamento para o azul do pico de emissão da microcavidade. Este efeito garante a ocupação macroscópica de um único auto-estado caracterizando a formação de um estado condensado, que abaixo de uma densidade e uma temperatura críticas, pode ser descrita como estável. Assim, neste capítulo iremos discutir a possibilidade de formação de um BEC de polaritons, suas principais características, as formas de identificar a sua formação e quais suas limitações e vantagens perante outros estados condensados.

## 5.1 Características de um condensado:

A condensação de Bose-Einstein é um estado da matéria formado quando um líquido ou um gás de bosons é esfriado abaixo de uma temperatura crítica. Quanticamente, podemos descrever a formação de um condensado quando o espaçamento entre as partículas (com energia  $E$ ) é comparável com o comprimento de onda de de Broglie  $\lambda_B \sim \hbar/(\sqrt{mE})$ . Dessa forma, podemos estimar a temperatura crítica para uma transição de um líquido, ou um gás, de bosons para um condensado igualando a separação entre as partículas, à uma densidade  $\rho$ , com  $\lambda_B$  à uma energia  $k_B T$ . No caso 3D o resultado é,

$$T \sim \frac{\hbar^2 \rho^{2/3}}{mk_B}. \quad (5.1)$$

Os exemplos de condensados são tão escassos devido ao fato de que a maioria dos líquidos solidificam-se antes mesmo de se chegar à temperatura dada por 5.1. Apenas o Hélio, com sua reduzida massa, permanece líquido à temperaturas tão baixas.

Os condensados de Bose-Einstein possuem três propriedades essenciais: (1) a ocupação macroscópica de um auto-estado descrito por uma única partícula, (2) coerência de fase macroscópica e (3) quebra de simetria de calibre. A primeira propriedade marca a condensação como um estado da matéria à parte, uma vez que em estados tradicionais, a ocupação de qualquer auto-estado de uma única partícula é desprezível, quando comparada com o número total de partículas. A ocupação macroscópica deste auto-estado (em um sistema homogêneo) implica na existência de uma grande faixa de correlações na fase do campo bosônico  $\psi(r)$ . Esta é a segunda propriedade dos condensados, o que implica em grandes comprimentos de coerência da função de onda de estados macroscópicos. Este resultado, implicitamente define a terceira propriedade, indicando que a fase local da função de onda do sistema macroscópico adquire um valor bem definido. Na ausência da quebra de simetria, o número de partículas no auto-estado macroscópico seria usado como um parâmetro de ordem para o condensado, e sua quebra adiciona outro componente a este parâmetro de ordem, que é a fase local do auto-estado macroscopicamente ocupado. Assim, o parâmetro de ordem total do condensado é o valor esperado do operador aniquilação de partículas bosônicas  $\langle \psi(r) | b | \psi(r) \rangle$  ocupando o auto-estado de uma partícula descrita pela função de onda  $\psi(r)$ . Assim, podemos notar que as propriedades do condensado são independentes da fase adquirida pela função de onda e de certa forma suaviza uma das dificuldades proporcionada pela quebra de simetria de calibre: de que a fase da função de onda não é uma quantidade física.

Infelizmente, as discussões descritas na maioria dos livros texto é em termos de um gás de Bose não-interagentes, que não mostram qualquer das propriedades dos condensados discutidas acima. Entretanto, podemos introduzir interações que são tão fracas que se tornam irrelevantes acima da temperatura de transição, mas geram as três propriedades discutidas no parágrafo anterior. Este modelo, conhecido como “gás de bosons fracamente interagentes” foi estudado por Bogoliubov e outros no desenvolvimento dos conceitos de BEC [65]. Por outro lado, as interações, mesmo fracas, geram instabilidades no estado fundamental ocupado pelos bosons. Para descrevermos estas instabilidades, tomemos as energias de um auto-estado de uma única partícula de um gás de bosons não-interagentes:

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}. \quad (5.2)$$

Adotando condições de contorno periódicas em um cubo de lado  $L$ , restringindo os vetores de onda  $k$  a se alinharem em uma rede cúbica com constante de rede  $\pi/L$ , encontramos que a ocupação de um único auto-estado de energia  $E_k$  é descrito pela função de Bose:

$$n_k = \frac{1}{e^{\beta(E_k - \mu)} - 1} \quad (5.3)$$

onde  $\beta = 1/k_B T$ ,  $E_k = \hbar^2 k^2 / 2m$  e  $k_B$  é a constante de Boltzmann.

A singularidade na ocupação do estado ligado quando  $\mu \rightarrow 0$ , adquire um significado físico no caso 3D, pois o potencial químico pode tender a zero esfriando-se o gás ou aumentando sua densidade. Para observarmos como isto ocorre, note que o número de partículas em um gás é dado pela soma sobre os estados do número de ocupação,

$$N = \sum_k n_k. \quad (5.4)$$

Assumindo que em algum momento  $\mu < 0$ , a variação em  $n_k$  entre termos adjacentes na soma em 5.4 é desprezível no limite termodinâmico  $L \rightarrow \infty$ . Assim, a soma pode ser substituída por uma integral, dando para a densidade do gás

$$\frac{N}{L^3} = \eta = \frac{1}{(2\pi)^3} \int n_k dk, \quad (5.5)$$

onde  $n_k$  é descrito por 5.3. Quando  $\mu = 0$  a integral resulta em

$$\eta_c = \left( \frac{2.612 m k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}. \quad (5.6)$$

Neste ponto ocorre a condensação dos estados, e surge um valor finito para a densidade das partículas no limite termodinâmico. Mas para  $\mu < 0$  a densidade 5.5 possui um limite superior  $\eta_c$ . Acima desta densidade crítica  $\eta_c$  a suposição de que  $\mu < 0$  não é mais válida.

Esta densidade crítica é o ponto a partir do qual um gás de Bose típico se torna instável. Acima de  $\eta_c$  a função de distribuição 5.3 deve variar rapidamente na mesma escala de separação entre os níveis, tal que a transição da soma em 5.4 para a integral em 5.5 não é mais válida. Para construirmos tal distribuição, devemos substituir o número macroscópico de partículas por um número de estados não-macroscópico próximo ao estado fundamental. Assim, poderíamos substituir toda a densidade em excesso ( $\eta - \eta_c$ ) dentro do estado fundamental, tal que o suposto condensado poderia ter, pelo menos, as duas primeiras propriedades, discutidas anteriormente, satisfeitas. Entretanto, não há uma razão clara para que todo o excesso de partículas possa ocupar um único estado dessa forma [66]. Esta ambiguidade é resolvida incluindo-se as interações entre as partículas [67, 68].

Devido ao fato de um único estado conter um número macroscópico de partículas em uma faixa de energia desprezível, uma interação arbitrariamente fraca pode criar uma energia macroscópica entre diferentes estados. Em um gás de Bose simples, a interação deve ser repulsiva para se evitar que o gás se colapse com densidade infinita. As interações

repulsivas selecionam a distribuição de estados a serem macroscopicamente ocupados e desloca as outras possibilidades para energias maiores. As interações atrativas, estabilizadas por exemplo por um momento angular finito, poderiam selecionar os diferentes estados [68].

As interações fracas também produzem uma quebra de simetria de calibre [66, 67], pois a parte da função de onda do estado fundamental que descreve a ocupação do estado de uma única partícula não é um estado de número escrito na forma  $(b^\dagger)^N|0\rangle$ , mas um estado coerente ( $e^{\phi b^\dagger}|0\rangle$ ). Aqui  $\phi$  é o valor esperado  $\langle b \rangle$ , que é o parâmetro de ordem do condensado e  $|0\rangle$  é o estado de vácuo. A razão pela qual o estado coerente é energeticamente favorável é que os termos de uma interação finita misturam os estados de número em outros níveis num estado coerente. Isto gera termos de interferência que abaixam a energia de interação a um valor menor que os estados de número. Além disso, estes termos de interferência fixam a fase relativa de todas as partículas que ocupam os níveis de uma única partícula. Uma vez que o estado coerente é formado com uma fase particular, ele requer uma energia finita para mudá-la, e então a simetria de calibre é quebrada.

Ao passo que o modelo de gás de bosons fracamente interagentes fornecia instrumentos para o desenvolvimento dos conceitos de BEC, ele encontrou aplicações diretas apenas em condensados atômicos. As interações em  ${}^4\text{He}$  líquido são fortes demais para serem tratados por esta teoria, enquanto que em super-condutores, a estrutura interna das partículas que se condensam não pode ser desprezada. Nenhum dos BEC's da física da matéria condensada são formadas de partículas tipicamente bosônicas, mas de estados ligados por um número par de férmions. Se a densidade de portadores é suficientemente baixa a ponto da separação espacial dos estados ligados é muito maior que seu tamanho médio (e a temperatura é baixa comparada com sua energia de ligação), a estrutura interna dos estados ligados pode ser ignorada. Assim, eles podem ser tratados como simples bosons pontuais, como mostrado explicitamente por excitons à temperatura zero através das relações de comutação de seus operadores criação e aniquilação, discutidas no Apêndice B.

## 5.2 Porque os polaritons se condensam?

A condensação de Bose-Einstein, como originalmente foi proposta, se aplica a um gás de bosons não-interagentes num sistema tridimensional. Posteriormente, a descrição para o caso 2D com um número finito de partículas confinadas, populando um estado de uma única partícula, tornou-se alvo de intensas discussões [69–71]. A definição mais moderna da BEC requer não apenas uma massiva ocupação de um único estado por todas as partículas, mas também uma larga faixa de correlações [72, 73].

As tentativas de se demonstrar o BEC em semicondutores mostram dificuldades difíceis de serem superadas. O maior obstáculo é que as quasi-partículas em sólidos (como os excitons) possuem um tempo de vida finito, tornando o caso ideal de uma

BEC em equilíbrio térmico imaginável. Além disso, o centro da zona de Brillouin é quase não-dispersiva, dificultando a identificação da termalização de excitons por meios espectroscópicos. Para sustentar a população de excitons no estado excitado, devido ao seu decaimento radioativo, é necessário uma excitação contínua, o que completa a necessidade de se descrever o sistema como um condensado fora do equilíbrio [74].

Um outro problema aparece do fato dos excitons em sólidos serem bosons constituintes de dois férmions, o que gera fortes interações mútuas. Devido à sua origem fermiônica, efeitos gerados pelo princípio de exclusão de Pauli não podem ser desprezados para altas densidades. Pequenas energias de ligação ( $5 - 10\text{meV}$  para semicondutores como o GaAs), significam que a natureza bosônica de um exciton é extremamente frágil e é rapidamente perdida com o aumento da densidade de portadores. Como a densidade de saturação depende do raio de Bohr do exciton, as características bosônicas de um exciton são geralmente muito melhor preservadas em semicondutores que possuem *gap* grande.

Dentro da física de estado sólido, as quasi-partículas geradas em microcavidades (polaritons) são os candidatos mais promissores para se conseguir a condensação em sistemas compactos (sólidos). O polariton, por ser constituído parcialmente por um exciton, acaba herdando os problemas inerentes à condensação destes. Entretanto, a parte do polariton formada pelo fóton confinado na cavidade introduz algumas características importantes, fazendo dos polaritons dignos de interesse. Em particular, podemos citar a sua particular curva de dispersão (no plano do poço), sob regime de acoplamento forte, em que o ramo LP forma um poço de potencial no espaço recíproco. A massa do polariton, em torno do fundo do ramo LP, é de 4 a 5 ordens de grandeza menor que a massa do exciton. Esta redução radical torna possível alcançarmos altas densidades de ocupação no estado de menor energia do ramo LP (abaixo do limite Mott). Além disso, este confinamento permite um controle do processo de relaxação, possibilitando a realização de experimentos de resolução angular. As características dispersivas do ramo LP e a facilidade de monitoramento e otimização do processo de relaxação, quando combinados, tornam os polaritons bastante convenientes para o estudo de BEC em sistemas de estado sólido.

Ao mesmo tempo que a forte combinação com o fóton traz um inconveniente quando levamos em conta o tempo de vida do polariton, este valor é geralmente muito maior que o tempo de relaxação para o fundo do ramo LP, via interações com fônons. Dessa forma, a distribuição de população dos polaritons encontra-se fora do equilíbrio termodinâmico com a rede, sofrendo o efeito de *bottleneck*: a luminescência advém de estados de maior energia ocupados por portadores que foram espalhados para o fundo do ramo LP por um único fônon da rede.

### 5.3 Características do BEC de polaritons:

Como foi analisado nas seções anteriores, os mecanismos de espalhamento são essenciais para que um condensado preserve suas propriedades fundamentais. Uma consequência deste processo é a ocupação macroscópica de auto-estados de maior energia (auto-estados descritos por uma única partícula). Isto resulta num deslocamento para o azul do pico de emissão gerado pela transição radioativa do estado ocupado pelo condensado, à medida que o número de bosons é aumentado. Isto pode ser realizado experimentalmente aumentando-se a potência de excitação do laser incidente.

Através da segunda quantização, podemos escrever o campo usando operadores e identificando-os pelo estado quântico de uma única partícula. Entretanto, é mais natural tratar o campo eletromagnético classicamente, identificando-o pela sua posição no espaço. Dessa forma, definimos os operadores de campo, que criam ou destroem uma partícula num ponto particular do espaço, tomando como base ortonormal a função de onda de uma única partícula  $\varphi_i$  para um *ensemble* de bosons [75]. O operador de campo  $\hat{\psi}(r)$  pode ser escrito em termos destas funções de onda e dos operadores criação  $p^\dagger$  e aniquilação  $p$ :

$$\hat{\psi}(r) = \sum_i \varphi_i(r) p_i \quad (5.7)$$

Tomando  $\varphi_o$  como a função de onda do estado de menor energia, que caracteriza a função de onda do condensado [65], torna-se conveniente escrever a equação 5.7 com a função de onda do condensado à parte do somatório:

$$\hat{\psi}(r) = \varphi_o(r) p_o + \sum_{i \neq 0} \hat{\varphi}_i(r) p_i \quad (5.8)$$

Quando o condensado é formado, o estado de menor energia é macroscopicamente ocupado e os operadores correspondentes ( $p_o$  e  $p_o^\dagger$ ) podem ser substituídos pela quantidade  $\sqrt{N_o}$ , onde  $N_o$  é o número médio de bosons no estado condensado. Esta aproximação é conhecida como aproximação de Bogoliubov [65] e o operador de campo agora pode ser escrito na forma:

$$\hat{\psi}(r) = \psi_o(r) + \hat{\psi}_i(r) \quad (5.9)$$

$$= \sqrt{N_o} \varphi_o(r) + \sum_{i \neq 0} \hat{\varphi}_i(r) p_i \quad (5.10)$$

onde  $\psi_o$  é um campo clássico e representa a função de onda do condensado que descreve as propriedades de um parâmetro de ordem e  $\hat{\psi}_i$  é um operador de campo que descreve o restante do *ensemble*. Assim,  $\psi_o$  pode ser escrito veorialmente como uma quantidade complexa, descrita pelo seu módulo, por uma fase complexa e uma orientação no espaço  $\hat{e}$ :

$$\vec{\psi}_o = |\psi_o| e^{i\phi(r)} \hat{e} \quad (5.11)$$

O parâmetro de ordem, dado pela expressão acima, pode ser multiplicada por uma fase arbitrária sem mudar as propriedades físicas do sistema, o que reflete sua **simetria de calibre**. Esta quebra de simetria de calibre (definindo uma fase específica para  $\vec{\psi}_o$ ) proporciona um aumento da coerência do campo descrito por 5.11 marcando a formação do condensado. Assim, as propriedades do condensado polaritônico podem ser descritas através de um campo eletromagnético clássico fora da cavidade, sendo, dessa forma, caracterizado pela sua polarização. A direção da polarização é geralmente arbitrária, mas em um cristal tensionado, as orientações cristalinas do meio de ganho normalmente definem esta direção. Entretanto, apesar de arbitrária, a emissão linearmente polarizada torna-se energeticamente favorável, pois minimiza a energia livre do condensado. Dessa forma, a formação de um condensado de polaritons pode ser caracterizada pela polarização linear da emissão.

O estado coerente de polaritons possui um tempo de vida de aproximadamente  $10ps$  a baixas intensidades de excitação, mas acima do limiar, ocorre um aumento substancial deste valor para cerca de  $\sim 100ps$  devido à formação do condensado [76]. Entretanto, a coerência de fase do laser é completamente perdida pelo mecanismo de relaxação acima do limiar. Este processo gera um aumento espontâneo da coerência dos polaritons resultando numa queda da largura de linha da emissão na região em torno do limiar. Com o aumento da potência de excitação, as interações entre polaritons se torna muito mais intensa e um alargamento da largura de linha pode ser observado, estacionando num valor de saturação.

## 5.4 Multi-Estabilidade dos estados de polarização:

Como descrito no capítulo 4, a excitação ressonante dos polaritons sob regime de acoplamento forte, pode proporcionar a formação de dois mecanismos não-lineares: o espalhamento paramétrico de polaritons e a bi-estabilidade do sistema. Estes dois mecanismos freqüentemente coexistem, possuindo a mesma origem [77, 78]. No limite de baixas intensidades, os polaritons são bosons fracamente interagentes e permitem a formação de um estado coerente coletivo com propriedades de um condensado tipo Bose-Einstein [79]. Os modelos teóricos propostos nos últimos anos para se caracterizar estes estados [7, 8] vêm mostrando que eles possuem uma boa concordância com os resultados experimentais [4].

A condensação dos estados do polariton é uma transição de fase com o aparecimento de uma fase bem definida no sistema. A dinâmica desta fase é manifestada pelo aparecimento da polarização linear na emissão do condensado devido à degenerescência de spin do polariton para ambos estados de polarização (circularmente polarizado para a esquerda e para a direita) resultando numa emissão linearmente polarizada. Naturalmente, estes estados coexistem com polaritons que não condensaram, mas que constituem a origem do estado laser da emissão.

No regime laser, a densidade de polaritons é aumentada à medida que o bombeio se torna mais intenso até que é atingida uma densidade crítica de polaritons [6]. Neste ponto, podemos identificar uma queda significativa da largura de linha da emissão, proporcionada por um estado altamente coerente que ocupa o fundo do ramo LP ( $k = 0$ ), caracterizando a formação de um estado condensado de polaritons. À medida que continuamos a aumentar a potência de bombeio, a densidade de polaritons se torna alta demais e as interações entre eles se acentuam e os efeitos de espalhamento proporcionam um alargamento na largura de linha, estacionando num valor fixo para altos valores de bombeio devido a um processo de saturação. Este processo não ocorre em um laser de polariton típico, pois neste caso, a queda da largura de linha ocorre apenas na transição para o regime laser estacionando num valor fixo acima do limiar. Esta assinatura na largura de linha numa região ligeiramente acima limiar é também uma forma indireta de se identificar a presença de uma fase condensada de polaritons em microcavidades.

Outra importante peculiaridade dos polaritons confinados em microcavidades está relacionada à sua polarização, ou aos graus de liberdade do pseudo-spin. Os polaritons possuem duas projeções possíveis do spin, em relação ao eixo de crescimento do cristal ( $\pm 1$ ), correspondendo a estados de polarizações circulares para a esquerda ( $\sigma_{e-p}^-$ ) e para a direita ( $\sigma_{e-p}^+$ ). Para os casos onde  $\vec{k}_{\parallel} \neq 0$  estas duas componentes coexistem devido à uma pequena separação em energia dos modos TE e TM [80]. Entretanto, nossos resultados experimentais estão focados no caso onde  $\vec{k}_{\parallel} = 0$ , onde a coexistência dos estados de polarização são devido à interação polariton-polariton, que depende da orientação do spin. A interação de polaritons no estado de tripleto (projeções paralelas do spin na estrutura dos eixos de crescimento do cristal) é diferente daquela do estado de singleto (projeções anti-paralelas do spin) [81]. Esta dependência afeta fortemente as propriedades de superfluido previstas para um sistema de polariton [82,83] e leva a notáveis efeitos não-lineares na dinâmica de relaxação de spin, tais como a precessão de Larmor auto-induzida e a inversão da polarização linear durante o processo de espalhamento [84], que ocorre apenas durante a formação do estado condensado.

O resultado final é uma superposição entre a não-linearidade proporcionada pela interação polariton-polariton e a dependência da polarização destas interações. Isto induz a uma multi-estabilidade induzida pela condensação de polaritons, ao contrário da bi-estabilidade óptica que é proporcionada pela não-linearidade sem a dependência com o spin. Assim, consideramos que o estado fundamental ( $k = 0$ ) do polariton possui um tempo de vida finito e que foi coerentemente formado por um processo de recombinação não-radioativo ao ser excitado a um  $k \neq 0$  por um laser contínuo de intensidade, energia e polarização variáveis. A intensidade resultante e a sua respectiva polarização indicam que para uma dada polarização de bombeio, e dependendo do histórico do processo de excitação, a polarização do polariton pode, em geral, possuir três diferentes valores. A excitação com luz linearmente polarizada, pode resultar numa emissão com os três estados de polarização simultâneos (circularmente polarizado para a direita, para a esquerda e linear). Dessa forma, o sistema como um todo possui não somente dois, mas três ou mais

pontos estáveis para um mesmo estado de bombeio. Vale a pena notar que esta conversão dos estados de polarização de linear para circular aparecem sem qualquer separação dos modos TE-TM e representa um novo efeito não-linear [82].

De forma descritiva, a multi-estabilidade pode ser entendida como uma cavidade sendo excitada com energia acima do ramo LP. Sob baixas potências de excitação o bombeio não se encontra em ressonância com o auto-estado do polariton, tal que a população deste modo permanece baixa. Quando excitado a altas intensidades, as interações polariton-polariton proporcionam um deslocamento para o azul do pico de emissão do ramo LP, tal que ele se aproxima do laser de bombeio. Na ressonância, a população de polaritons confinados na cavidade aumenta abruptamente. Neste contexto, se diminuirmos a potência de excitação, a população de polaritons em ressonância com o modo da cavidade decai, mas a um limiar laser menor, resultando numa forma típica de bi-estabilidade, como mostrada no capítulo 3. Os graus de liberdade dos estados de polarização foram omitidos até aqui, mas integram o sistema num contexto mais complexo e rico em fenomenologias. Sob excitação elipticamente polarizada a curva de OB para as componentes circulares (esquerda e direita) da luz emitida não coincidem, resultando numa competição dos estados de polarização e, portanto, multi-estabilidade.

Quantitativamente, Gippius *et al.* [85], numa publicação teórica recente, descreveram o fenômeno de tal forma que a função de onda do polariton  $\psi_\sigma$  pudesse satisfazer as equações de *spinor* de Gross-Pitaevskii e apresentasse, no regime quasi-estacionário, a forma:

$$\hbar \left[ \omega_{e-p} - \omega_L - \frac{i}{\tau} + \alpha_1 |\psi_\sigma|^2 + \alpha_2 |\psi_{-\sigma}|^2 \right] \psi_\sigma + \frac{p_\sigma}{\sqrt{4\tau}} = 0 \quad (5.12)$$

onde  $\tau$  é o tempo de vida do polariton,  $\hbar\omega_{e-p}$  é a energia do LPB em  $k = 0$ ,  $\hbar\omega_L$  é a energia do laser de bombeio,  $|p_\sigma|^2$  é a intensidade do bombeio para o estado de polarização  $\sigma = \pm 1$ ,  $\alpha_{1(2)}$  é o elemento de matriz da interação polariton-polariton no estado de tripleto (singleto). A interação de troca é suprimida no processo por polaritons no estado de singleto, uma vez que eles estão relacionados com estados intermediários chamados “excitons escuros”. Assim, o processo de espalhamento entre os estados de tripleto dos polaritons passam a descrever a dinâmica de interação na maioria dos casos ( $|\alpha_2| \ll \alpha_1$ ) [86]. Como resultado, há uma atração entre os polaritons com sinais das projeções do spin opostos,  $\alpha_2 < 0$ , e a interação polariton-polariton é fortemente anisotrópica:  $\alpha_1 = 3E_b a_{exc}^2 / 2A$ , onde  $E_b$  é a energia de ligação do exciton com um raio de Bohr  $a_{exc}$  e  $A$  é a área de excitação.

O equilíbrio termodinâmico do condensado de polaritons permite a formação de um condensado linearmente polarizado, que minimiza a energia livre do sistema [87]. Para um bombeio contínuo (“cw”) a situação é qualitativamente diferente, pois o sistema de polaritons encontra-se sob regime laser, que é intrinsecamente fora do equilíbrio e são agora governados pelo bombeio. Os parâmetros do modo normal, entretanto, não são unicamente definidos, pois sob excitação linearmente polarizada o sistema pode mudar o estado de polarização de  $\sigma_{e-p}^-$  para  $\sigma_{e-p}^+$ , aumentado assim, o deslocamento para o azul

e entrando em ressonância com o bombeio. Dessa forma, os estados  $\sigma_{e-p}^-$  e  $\sigma_{e-p}^+$  podem coexistir com a mesma probabilidade.

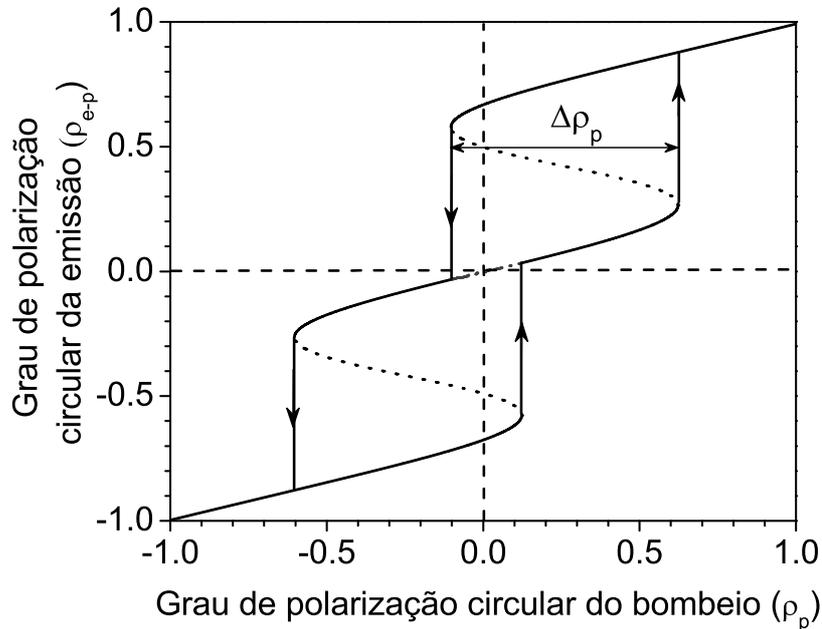
A equação 5.12 pode ser usada para relacionar o número de ocupação dos estados  $N = |\psi_{+1}|^2 + |\psi_{-1}|^2$  e o grau de polarização circular  $\rho_{e-p} = (|\psi_{+1}|^2 - |\psi_{-1}|^2)/N$  com a intensidade do bombeio  $I_p = |p_{+1}|^2 + |p_{-1}|^2$  e seu grau de polarização  $\rho_p = (|p_{+1}|^2 - |p_{-1}|^2)/I_p$ . Dessa forma, podemos gerar duas equações acopladas:

$$\frac{I_p}{4\tau} = \left[ \Delta^2 + \frac{1}{\tau^2} + N(\alpha_1 - \alpha_2)(1 - \rho_{e-p}^2)\Delta + \frac{1}{4}(\alpha_1 - \alpha_2)^2(1 - \rho_{e-p}^2)N^2 \right] N \quad (5.13)$$

$$\frac{\rho_p I_p}{4\tau} = \left[ \Delta^2 + \frac{1}{\tau^2} - \frac{1}{4}(\alpha_1 - \alpha_2)^2(1 - \rho_{e-p}^2)N^2 \right] \rho_{e-p} N \quad (5.14)$$

onde  $\Delta = \omega_L - \omega_{e-p} - \alpha_1 N$ .

Uma análise qualitativa destas equações mostra que apenas para um bombeio puramente circular ( $\rho_p = \pm 1$ ), as polarizações do bombeio e do sistema irão se coincidir. Para um bombeio elípticamente polarizado, as polarizações do e-p são diferentes devido à diferentes deslocamentos para o azul para as componentes  $\sigma_{e-p}^-$  e  $\sigma_{e-p}^+$ . Assim, neste regime, tanto os estados de polarização do bombeio quanto da emissão podem possuir sinais opostos e diferentes estados de polarização do e-p podem coexistir (vide fig. 5.1).



**Figura 5.1:** Curva de multi-estabilidade para a polarização da emissão e-p, obtida a partir das equações 5.13 e 5.14. Os parâmetros são os mesmos daqueles usados na figura 3.4 e:  $\tau = 10ps$ ,  $N < N_{sat} \approx 10^6$ . As setas indicam a direção da variação de  $\rho_p$  e as linhas pontilhadas indicam as regiões instáveis. A região marcada por uma linha tracejada e pontilhada é estável mas não é experimentalmente realizável, devido aos saltos de  $\rho_{e-p}$ .

A figura 5.1 mostra o comportamento do grau de polarização da emissão  $\rho_{e-p}$  induzida pela variação contínua de  $\rho_p$ , que varia desde  $\rho_p = +1 = \sigma^+$  até  $\rho_p = -1 = \sigma^-$ . Nesta figura, podemos verificar uma queda bastante suave de  $\rho_{e-p}$ , que entretanto, apresenta-se com valores relativamente altos, mesmo quando a excitação é linearmente polarizada. Isto é causado pela permanência do estado de polarização no ramo superior da curva em S, na região identificada como  $\Delta\rho_p$ . Devido à mesma natureza dos estados de polarização  $\sigma^+$  e  $\sigma^-$ , podemos perceber uma simetria na forma da curva nos dois quadrantes onde podemos identificar a presença de uma região instável (linhas pontilhadas). Assim, podemos identificar dois saltos de polarização onde ela passa de circularmente polarizada para linearmente polarizada e vice-versa. Estas mudanças correspondem a variações abruptas da população de polaritons de cada estado. Esta mudança é associada à condensação dos polaritons quando excitados com luz (quase)linearmente polarizada.

Sob excitação totalmente linear, a emissão pode apresentar os três estados de polarização simultaneamente  $\sigma^+$ ,  $\sigma^-$  e  $\rho_{e-p} = 0$ , sendo todos estáveis, além de estados intermediários instáveis nas regiões identificadas por  $\Delta\rho_p$ . Nesta situação, podemos verificar que a emissão linearmente polarizada (linha tracejada e pontilhada da figura 5.1) não seria possível ser acessada experimentalmente devido aos saltos de  $\rho_{e-p}$ . Entretanto, uma varredura muito lenta de  $\rho_p$  (com um tempo maior que o tempo de relaxação do sistema) resultaria numa média integrada de todos os estados de polarização, e o valor de  $\rho_{e-p}$  medido neste caso, seria daquele estado mais densamente populado (resultando numa espécie de “média ponderada” dos estados de polarização pesada pela população de cada estado). Assim, caso o estado condensado seja massivamente populado (quando comparado aos outros estados existentes), poderíamos obter experimentalmente a linha tracejada e pontilhada identificada na figura.

## Resultados Experimentais

Neste capítulo serão apresentados os resultados experimentais obtidos no laboratório de fotônica do departamento de Física da UFMG, onde uma descrição da amostra e do arranjo experimental serão inicialmente discutidos. Foram realizadas medidas de bi-estabilidade óptica e da evolução temporal da emissão laser de um estado polaritônico confinado numa microcavidade [45]. No primeiro caso, o cruzamento das curvas de bi-estabilidade mostra um efeito de competição de efeitos dispersivos devido à grande população de polaritons (como um efeito Kerr) e efeitos térmicos. No segundo, apesar do processo de excitação ser realizado por uma fonte contínua (laser de Ti:Safira no modo “cw”) podemos detectar oscilações auto-induzidas na intensidade emitida pela cavidade. Estas oscilações aparecem na forma de trens de onda onde sua forma pode mudar variando-se a dessintonia da cavidade e do laser, mas ocorrendo sempre acima do limiar laser. A natureza destas oscilações auto-induzidas serão discutidas neste capítulo onde apresentaremos um modelo em que descrevemos os fenômenos não-lineares que dão origem a estas auto-oscilações.

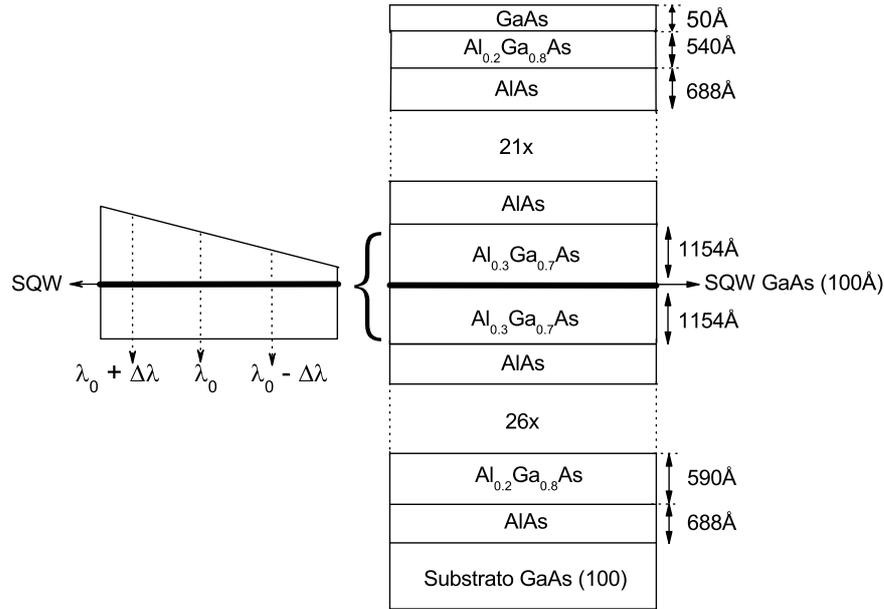
### 6.1 A amostra e o arranjo experimental

Os experimentos realizados basearam-se nas técnicas de fotoluminescência foto-refletância e de medidas resolvidas no tempo, sendo analisados por um espectrômetro (*Jobin Yvon T64000*) no modo “simples”, foto-detecores e um osciloscópio (Tektronix TDS3012). O espectrômetro possui duas redes de difração, uma contendo 300linhas/mm e outra com 1800linhas/mm, que podem ser trocadas via software, permitindo tomar um espectro com resolução de até  $0,1\text{\AA}$ . O osciloscópio possui resolução temporal de  $4ns$  e os foto-detecores (PD30 e DET200, sendo este último de ganho variável) possuem um tempo morto mínimo de  $1ns$ . O laser de excitação utilizado foi um Titânio de Safira (Ti:Safira) contínuo e sintonizável na faixa de  $720nm$  a  $950nm$ , bombeado por um laser de estado sólido (Verdi V6) com uma linha em  $532nm$ .

A amostra analisada foi adquirida através de recursos da FAPEMIG e crescida pela empresa “*Quantum Epitaxial Designs, Inc.*”<sup>1</sup>. Ela é formada por camadas alternadas de  $AlAs$  e  $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$  com espessuras de  $688\text{\AA}$  e  $590\text{\AA}$ , respectivamente. A estrutura foi crescida sobre um substrato de  $GaAs(100)$  sob rotação. O primeiro espelho DBR

<sup>1</sup>Quantum Epitaxial Designs, Inc. localizada em Bethlehem, USA. Tel.: (610)861-6930, fax: (610)861-5273.

possui 26 pares e o segundo espelho (o mais externo) possui 21 pares. Devido à grande facilidade de oxidação do alumínio, a camada em contato com o ar corresponde a uma fina camada de  $GaAs$  ( $50\text{\AA}$ ). Entre os espelhos fica a camada espaçadora de  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  que contém ao centro um poço quântico (SQW) de  $GaAs$  de  $100\text{\AA}$ . A segunda parte da camada espaçadora foi crescida sem a rotação do substrato, permitindo que o SQW esteja intercalado entre duas camadas de  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  com uma cavidade na forma de uma cunha (vide figura 6.1).



**Figura 6.1:** Figura esquemática da amostra crescida pela técnica de MBE pela empresa *Quantum Epitaxial Designs, Inc.* para a realização dos experimentos. No detalhe, podemos identificar a forma de cunha da camada espaçadora, indicando diferentes ressonâncias.

Isto nos permite realizar o bombeio tanto com energia ressonante com o exciton (ou com a cavidade) quanto analisar o comportamento da emissão laser fora de ressonância. Após a realização do vácuo (cerca de  $10^{-5}\text{Torr}$ ) a amostra foi resfriada num criostato (*Jannis*) tipo dedo frio a temperaturas em torno de  $10\text{K}$  através de um fluxo constante de Hélio líquido, de forma a garantir que o estado de exciton não fosse quebrado por espalhamento de fônons. Nossa verificação experimental para este efeito mostrou que o *Rabi-Splitting* não foi observado para temperaturas superiores a  $40\text{K}$ . Os espectros são registrados e gravados num computador acoplado através do software “*LabSpec*”, desenvolvido pelo próprio fabricante do espectrômetro.

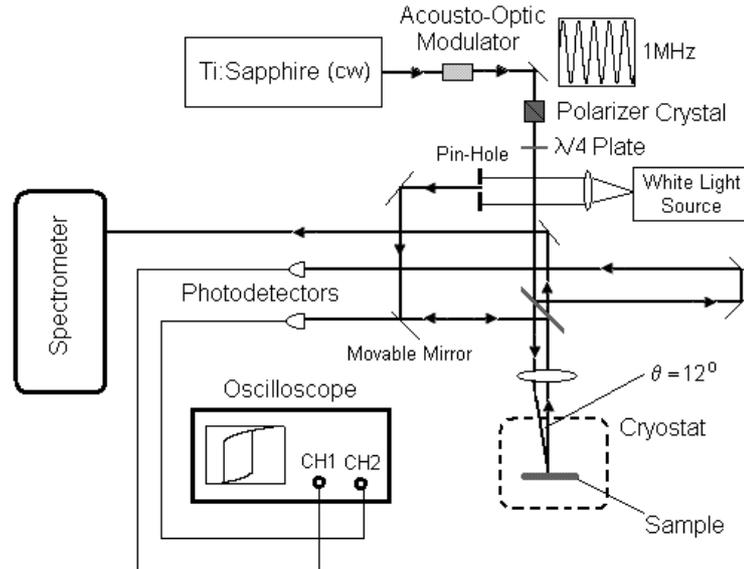
Os arranjos experimentais variam com os objetivos de cada experimento, mas todos com um propósito em comum: realizar o maior número possível de registros simultâneos. Em todos os experimentos foi mantida a configuração mínima de se registrar simultaneamente o espectro de emissão e de reflectância de luz branca, com o objetivo de se determinar as condições de formação dos polaritons (regime de acoplamento forte) e de emissão laser.

Para que estas medidas sejam realizadas, um feixe incidente passa por um divisor de feixes (50 – 50%), sendo parte dele focado por uma lente (5cm de foco) que atravessa a janela óptica do criostato. A outra parte da luz refletida pelo divisor de feixes é desviada por espelhos até um dos detectores. Ao ser excitada opticamente, a luz emitida pelos dois modos mais intensos da microcavidade (modo fundamental, na forma de um lóbulo, e o modo cônico) são colimados por essa mesma lente. Após ser colimada, a emissão volta a passar pelo divisor de feixes e parte da luz é então refletida por um espelho diretamente para o espectrômetro que possui uma fenda de  $20\mu\text{m}$  de diâmetro. A outra parte é desviada para o segundo foto-detector (veja a figura 6.2). Assim, um dos foto-detectores registra o comportamento temporal do feixe de bombeio e o outro da emissão e-p. No processo de excitação, uma pequena quantidade do feixe incidente é refletido pela janela óptica do criostato e é barrada por um anteparo opaco.

Esta configuração nos permite realizar bombeios com pequenos ângulos de incidência (em relação à normal), até cerca de  $18^\circ$ , pois para ângulos maiores ficamos limitados a efeitos de astigmatismo da própria lente. Podemos identificar também a presença de um prisma *polarizer* no caminho do laser incidente, antes de incidir na lente, isto foi necessário pois foi verificada uma perda da polarizabilidade do laser, proporcionado pelos espelhos utilizados, que apresentaram uma maior reflectividade para diferentes polarizações do campo, resultando numa luz elipticamente polarizada. O espectro de reflectância é obtido através de uma fonte de luz branca que possui seu feixe colimado e desviado até a amostra passando pelo mesmo caminho do laser incidente através de um espelho móvel e o divisor de feixe, como mostra a figura.

## 6.2 Medidas de Bi-Estabilidade Óptica:

O feixe de excitação provido do Ti:Safira é sintonizado (energia e ângulo) para maximizar a emissão laser do exciton-polariton no regime laser e passa por um modulador acusto-óptico (MAO) que, quando alinhado, separa o feixe incidente em dois, o feixe principal e o feixe difratado. As características da modulação do feixe (frequência e forma de onda) são controladas por uma fonte geradora de funções acoplada ao MAO. Com o auxílio de um fotodetector e um osciloscópio verificamos que o feixe difratado apresenta um maior contraste de modulação  $\sigma = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min}) \approx 98\%$  podendo chegar a um pico de potência de  $P_{max} \approx 450\text{mW}$ . O feixe de excitação ainda passa por um prisma *polarizer* e uma placa  $\lambda/4$ , o que permite controlar a polarização do bombeio que finalmente é focada (por uma lente de 5cm de distância focal) na amostra confinada num criostato de dedo frio a 10K (vide fig. 6.2). A emissão é colimada por essa mesma lente e é separada em duas partes por um separador de feixe 50 – 50% onde parte desta luz é desviada até um espectrômetro (contendo uma grade de 1800 linhas/mm) e a outra é focada num fotodetector (PD30). Os sinais dos fotodetectores são acoplados a um osciloscópio, onde é realizada a coleta dos dados experimentais através de um software.



**Figura 6.2:** Montagem experimental para a caracterização das propriedades ópticas da microcavidade em estudo. As informações (físicas, morfológicas e ópticas) da amostra podem ser encontradas na Ref. [45].

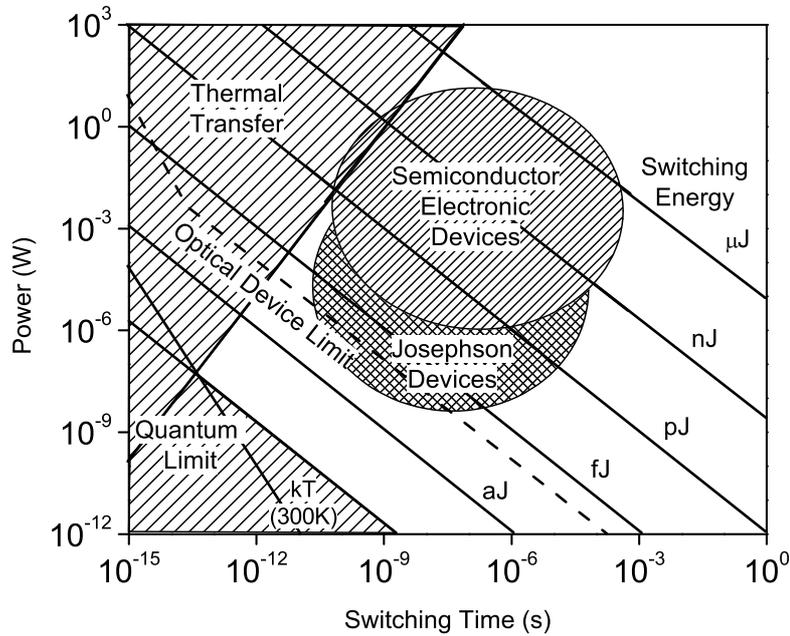
Separando-se apenas o feixe difratado que sai do MAO em dois e desviando-os até os dois fotodetectores (acoplados aos canais do osciloscópio), percebemos que para certas condições de ganho do fotodetector DET200, os sinais apresentam um deslocamento temporal das curvas formadas pelo gerador de funções. Este efeito aparece devido à integração que o DET200 proporciona ao se tentar aumentar seu ganho. Assim, uma calibração inicial dos detectores deve ser realizada antes de qualquer registro. Este procedimento é realizado colocando ambos sinais dos fotodetectores em modo X-Y no osciloscópio e variando-se o ganho do fotodetector DET200 até que obtenhamos uma reta (vide fig. 6.5-a), indicando que os ganhos entre eles são diretamente proporcionais para a faixa de intensidades usadas no experimento. Concomitantemente, podemos verificar a presença do efeito de acoplamento forte, através de medidas de reflectância exatamente no mesmo ponto de excitação, mudando a posição de um espelho móvel.

A frequência de modulação do feixe de bombeio deve ser da ordem do tempo de relaxação do sistema bi-estável. Para valores menores que este, o sistema apresenta-se em regime estacionário, dando tempo para que o sistema volte a assumir valores estáveis, impedindo a observação da OB. Para valores muito altos do chaveamento (da ordem do tempo necessário para uma volta completa do fóton na cavidade), passamos a caracterizar fenômenos que descrevem a dinâmica dos portadores na cavidade.

Apesar das equações para OB serem obtidas no regime estacionário, devemos realizar as medidas a uma frequência de chaveamento em que estejamos num limite quase-estacionário. Num trabalho pioneiro, P. W. Smith resumiu as limitações dos dispositivos bi-estáveis [88] em que, usando argumentos termodinâmicos, ele mostrou que o chaveamento da fonte de excitação deve dissipar pelo menos  $1K_B T$  de energia ( $K_B$  é a constante de Boltzman e  $T$  a temperatura absoluta). Considerações quânticas indicam que o mínimo

de dissipação deve ser da ordem de  $h/\tau_p$ , onde  $h$  é a constante de Plank e  $\tau_p$  é o tempo de chaveamento.

Na figura 6.3 Smith compara dispositivos OB feitos a partir de materiais semicondutores e de junções tipo Josephson. Nela podemos verificar que na região entre  $10^{-6}s - 10^{-11}s$ , o melhor dispositivo para operar a potências intermediárias de chaveamento são os semicondutores, e para potências muito baixas a tecnologia Josephson apresenta uma melhor performance. Entre  $10^{-12}s$  e  $10^{-14}s$  os dispositivos bi-estáveis parecem operar sem efeitos de competição. Entretanto, considerando o tempo de relaxação da microcavidade em estudo (dezenas de nano-segundos) e analisando a figura 6.3, a frequência de chaveamento da fonte de excitação que apresenta melhor compatibilidade com estes parâmetros mostra-se ser da ordem de MHz.



**Figura 6.3:** Limites para o chaveamento óptico para os vários tipos de dispositivos. A escala de tempo aplica-se para um chaveamento contínuo. A linha tracejada corresponde ao caso de um sistema excitônico confinado num resonador [88].

Sendo assim, submetemos a amostra a uma frequência de chaveamento de 1MHz com uma forma de onda senoidal. A curva de OB foi amostrada para diferentes valores de  $\Delta_L$  e fixando-se a posição da amostra ( $\Delta_c = -2.68meV$ ), como mostra a seqüência na figura 6.4. Observando os resultados apresentados nesta figura, percebemos uma boa concordância com as previsões teóricas discutidas no capítulo 3. Entretanto, para  $\Delta_L = -2.91meV$  podemos observar o cruzamento dos ramos superior e inferior da curva de OB, e para  $\Delta_L = -3.09meV$  verificamos um duplo cruzamento entre os ramos. Estes efeitos, apesar de não serem previstos pela análise teórica apresentada, mostram haver uma competição entre fenômenos com propriedades opostas, uma vez que o comportamento bi-estável pode ser de natureza dispersiva ou absorviva, ou uma combinação de ambas.

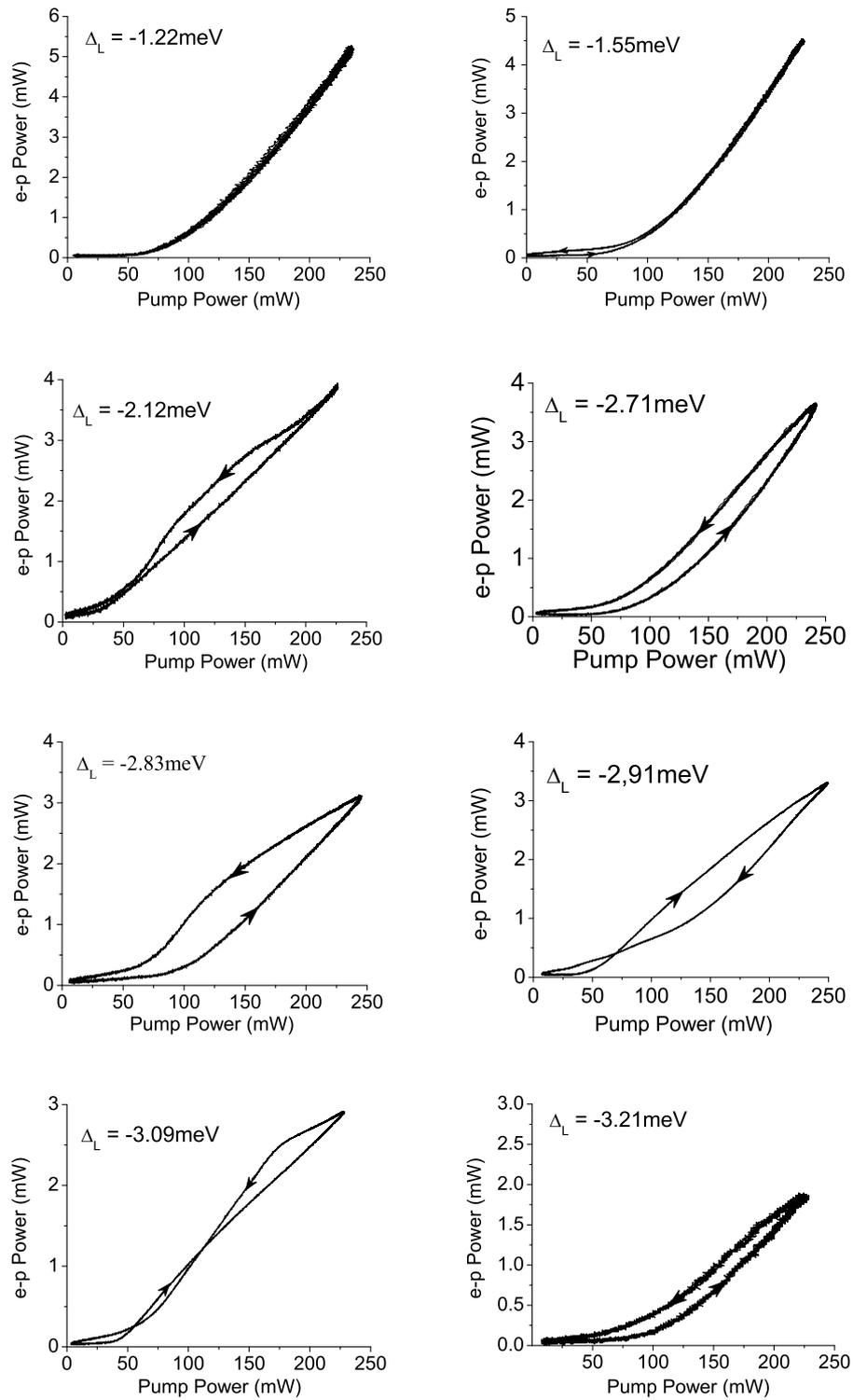


Figura 6.4: Seqüência de curvas de OB (potência da emissão e-p em função da potência de excitação) para a dessintonia da cavidade fixa  $\Delta_c = -2.68 \text{ meV}$ .

A presença do efeito dispersivo, devido à alta concentração de polaritons, pode ser evidenciada pela interação repulsiva entre eles. Este fenômeno manifesta-se devido ao efeito de “*phase-space filling*”, primeiramente analisado por Schmitt-Rink [89], permitindo que os estados de mais baixa energia sejam prioritariamente ocupados.

Entretanto, devido à grande população de polaritons, os estados de maior energia vão sendo também populados, proporcionando um deslocamento para o azul do pico de emissão do e-p. A figura 6.5-b mostra uma seqüência de espectros da emissão do e-p para várias potências de excitação (de 1 a 500mW) indicando o caráter repulsivo da interação polariton-polariton. A figura 6.5-c mostra como este deslocamento para o azul ocorre à medida que aumentamos a potência de excitação. Outros resultados, com as mesmas condições experimentais, mostraram um efeito de “saturação” no deslocamento para o azul para altas potências de bombeio, causado por uma redução do “*oscillator strength*” para altas potências de excitação [15].

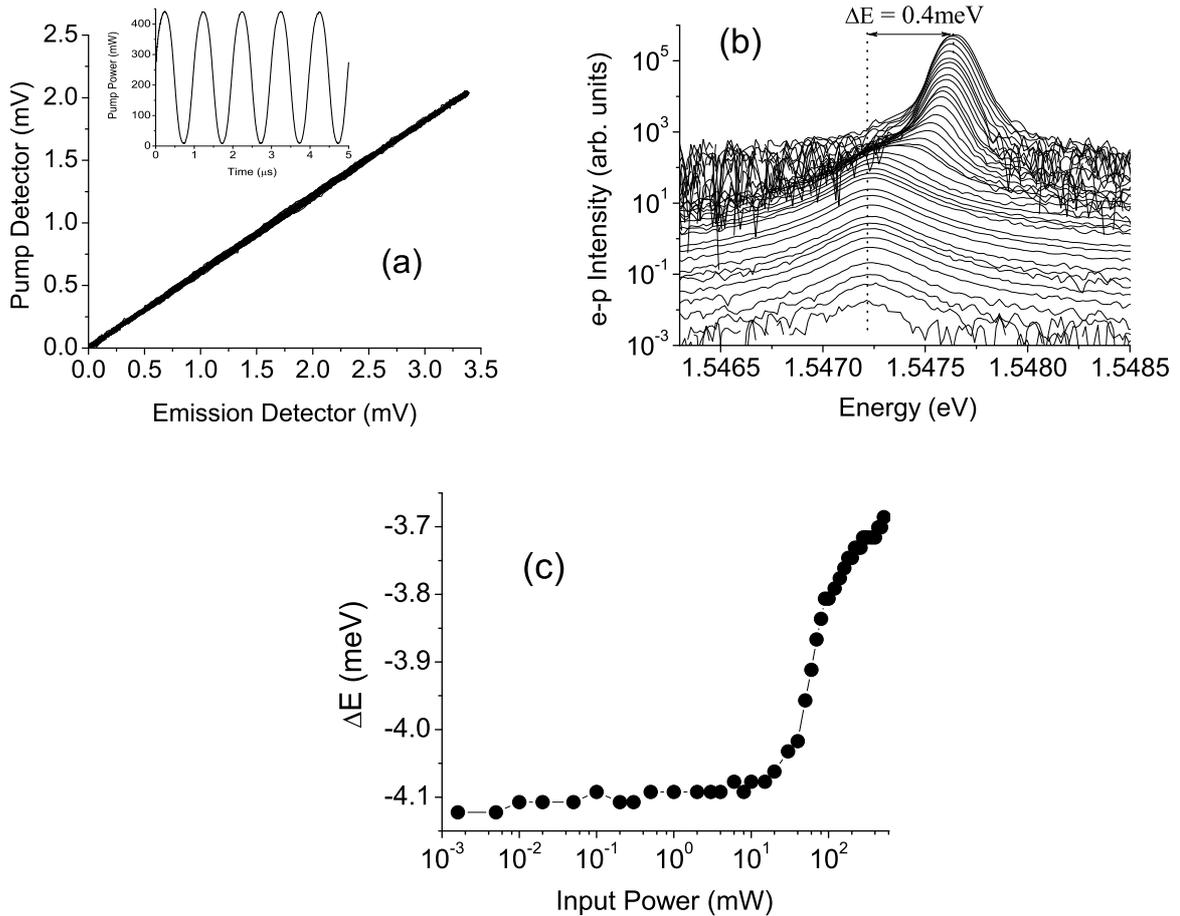


Figura 6.5: (a) Calibração inicial dos fotodetectores devido à diferença de ganho entre eles. (b) Seqüência de medidas de fotoluminescência (PL) para várias potências de excitação (de 1mW a 500mW). (c) Mapeamento da posição dos picos de emissão, em relação ao pico do laser de excitação ( $\Delta E = E_{e-p} - E_L$ , onde  $E_L = 1.5513 \text{ eV}$ ) em função da potência de excitação.)

Entretanto, como foi descrito nos capítulos anteriores, a formação de um estado de polariton permite a geração de dois estados, *signal* e *idler*, no chamado regime de OPO. Este processo de espalhamento, garante a conservação de energia e de momento no sistema. Por outro lado, se este regime não é excitado, parte da energia é dissipada na rede cristalina induzindo efeitos térmicos. Este comportamento foi confirmado no estudo teórico realizado no capítulo 4, onde verificamos a existência de um regime exclusivamente bi-estável. Assim, podemos identificar uma possível competição entre os efeitos polaritônicos e térmicos dentro da cavidade, uma vez que eles induzem à variações no índice de refração com sinais opostos.

Dessa forma, a condução térmica desempenha um papel importante na bi-estabilidade, o que nos induz a analisar o tempo de condução térmica da amostra. Se o laser de bombeio subitamente aquece um cilindro cujo comprimento é muito menor que o raio do feixe de excitação  $r_o$ , a solução da equação de difusão de calor permite um tempo de condução térmica dado por [90]:

$$\tau_{th} = \frac{c_v \rho r_o^2}{(2.4)^2 K_c} \quad (6.1)$$

onde  $c_v$  é o calor específico,  $\rho$  é a densidade e  $K_c$  é a condutividade térmica. Tanto  $K_c$  quanto  $c_v$  dependem da temperatura, tal que  $\tau_{th}$  pode variar por algumas ordens de grandeza. Além disso,  $\tau_{th}$  é proporcional ao quadrado do comprimento de condução, tal que, uma diminuição do *spot size* proporciona um aumento na taxa de aquecimento da amostra. Para o *GaAs* a  $10K$ :  $c_v = 2.7 \frac{J}{kg.K}$  [91],  $K_c = 1400 \frac{W}{m.K}$  e  $\rho = 5316.5 \frac{kg}{m^3}$  [92], resultando em  $\tau_{th} \approx 712ps$ . Assim, para uma frequência de chaveamento de  $1MHz$ , temos um sistema no estado quase-estacionário com um tempo de chaveamento maior que  $\tau_{th}$ , porém menor que o tempo necessário para que a vizinhança alcance completamente o equilíbrio térmico. Isto permite que o sistema apresente um efeito de saturação durante o aumento da intensidade de excitação ou logo depois que este alcance seu máximo.

Para estimarmos a temperatura que a amostra pode chegar devido ao processo de excitação, devemos, inicialmente, determinar a potência efetiva que chega ao poço quântico para cada volta na cavidade:

$$P_p = P_o T R \times (1 - L_i)^2 \times (1 - e^{-\alpha_c L_c})^2 \times e^{-2\alpha_{qw} L_{qw}} = 16mW,$$

onde  $P_o = 240mW$  é a potência nominal que chega à superfície da amostra (medido por um medidor de potência calibrado),  $\alpha_{c(qw)} = 13267cm^{-1}(1.5 \times 10^5 cm^{-1})$  é o coeficiente de absorção óptica para o *GaAs*( $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ) a  $10K$  excitado a  $\lambda = 800nm$  [91],  $L_i$  corresponde às perdas internas da cavidade, onde  $L_i = \gamma \tau_i$  ( $\gamma$  é a taxa de decaimento da cavidade (vide figura 2.1-a) e  $\tau_i$  é o tempo de uma volta completa do fóton dentro da cavidade),  $L_{c(qw)}$  é o comprimento da cavidade (poço quântico),  $T = 8.5\%$  and  $R = 90\%$  são os coeficientes de transmissão e reflexão, na ressonância (vide figura 2.1).

Para  $n_i = \tau_c/\tau_i \approx 400$  reflexões internas (o tempo de vida do fóton na cavidade é dado por  $\tau_c = Q/2\pi\nu_c \approx 0.38ps$ ),  $P_p \simeq 70mW$ . Entretanto, uma pequena parte desta potência é usada para aquecer a amostra ( $P_{therm}$ ); sendo a outra parte usada para gerar fótons ( $P_{ph}$ ), tal que  $P_p = P_{therm} + P_{ph}$ . Para obtermos  $P_{therm}$  devemos analisar a curva de dispersão para o exciton-polariton, onde podemos mostrar que  $P_{therm} = P_p(1 - E_{e-p}/E_L) = 170\mu W$ , onde  $E_{e-p}$  e  $E_L$  são as energias correspondentes à emissão do e-p e do laser de bombeio, respectivamente.

Usando o fato de que o processo de recombinação gera um fônon para cada exciton espalhado para o fundo da banda, obtemos:  $N = P_{ph}\lambda_L\tau_{sp}/(hc)$  como o número médio de fônons ( $\tau_{sp} = 3ns$  é tempo de vida da emissão espontânea radioativa [56],  $hc/\lambda_L$  é a energia de cada fóton do laser de excitação). Assim, durante o tempo  $\tau_{th}$ , a temperatura da amostra pode ser aquecida de  $T = P_{therm}\tau_{th}/(NK) \simeq 10K$ .

As propriedades dispersivas do índice de refração proporcionados pelo efeito Kerr (devido à alta população de polaritons) e por efeitos térmicos, apresentam sinais opostos, valendo  $\Delta n_2/I = -0.005cm^2/kW$  e  $dn/dT = +0.0004K^{-1}$  [47], respectivamente. Devido à esta diferença de sinal entre eles, uma OB puramente térmica tem o ramo de subida na parte superior da curva de histerese e o caso puramente polaritônico o ramo de subida aparece na parte inferior. No caso polaritônico, as variações no índice de refração promovem uma deformação na cavidade de  $\Delta L_c = \Delta L_{QW} = -2.8\text{Å}$ . Enquanto que no caso térmico, o aquecimento resulta numa expansão da cavidade devido, tanto ao efeito dispersivo quanto da sua própria expansão térmica, resultando em  $\Delta L_c = L\Delta n + n\Delta L = 10\text{Å}$  (o termo de expansão térmica é numericamente muito menor que o termo dispersivo). Este resultado, mostra a possibilidade de uma supressão dos efeitos dispersivos (proporcionados pelo efeito Kerr polaritônico) induzida por efeitos térmicos.

A dinâmica envolvida no cruzamento da curva de OB pode ser resumida considerando-se o processo de excitação e o tempo de dissipação do calor pela amostra. Nesta situação, quando a intensidade do bombeio atinge seu valor máximo, toda a amostra é aquecida, mas nesta situação a microcavidade já se encontra num regime de emissão laser e a OB polaritônica é predominate. Este aquecimento (alguns sub-microsegundos depois) proporciona uma OB térmica, que rapidamente alcança valores superiores ao citado anteriormente e o primeiro cruzamento das curvas de OB pode ser observado. Entretanto, este efeito é minimizado à medida que a intensidade de excitação vai se tornando menor. Tanto o processo de aquecimento quanto o de resfriamento acontecem acima do limiar laser, devido ao fato do tempo de dissipação ser muito mais rápido que o tempo de modulação do bombeio. Assim, logo que o calor é suficientemente dissipado, o efeito dispersivo inicial (polaritônico) torna-se relevante novamente e verificamos o segundo cruzamento das curvas de OB.

Por outro lado, este mecanismo termo-óptico não pode ser considerado como um processo de segunda ordem, pois o índice de refração não varia instantaneamente com a intensidade, mas com o tempo que o calor é dissipado pela amostra. Além disso, as

mudanças no caminho óptico dependem da variação de temperatura, proporcionadas pela competição entre a absorção e a condução de calor. Ou seja, ele depende da energia absorvida durante o tempo de condução térmica. Assim, as propriedades dispersivas da OB térmica dependerão da posição da amostra e serão determinadas pela intensidade absorvida localmente, devido às condições de ressonância com a cavidade. Estas mudanças locais nas perdas e/ou na absorção do meio de ganho, promovem diferentes taxas de aquecimento na amostra e alteram o tempo de dissipação do calor para a rede cristalina. Na figura fig.6.6 podemos verificar o comportamento do duplo cruzamento entre os ramos da curva de OB e, conseqüentemente, as variações do tempo de dissipação do calor para um valor fixo de dessintonia do laser  $\Delta_L = -3.09meV$ . Estas curvas foram obtidas mantendo a dessintonia do laser de bombeio num valor próximo ao ponto onde foi identificado o duplo cruzamento dos ramos da curva de OB (na fig. 6.4) e variando-se o ponto de excitação na superfície da amostra, ou seja, variando-se a dessintonia do exciton-polariton com a cavidade [45].

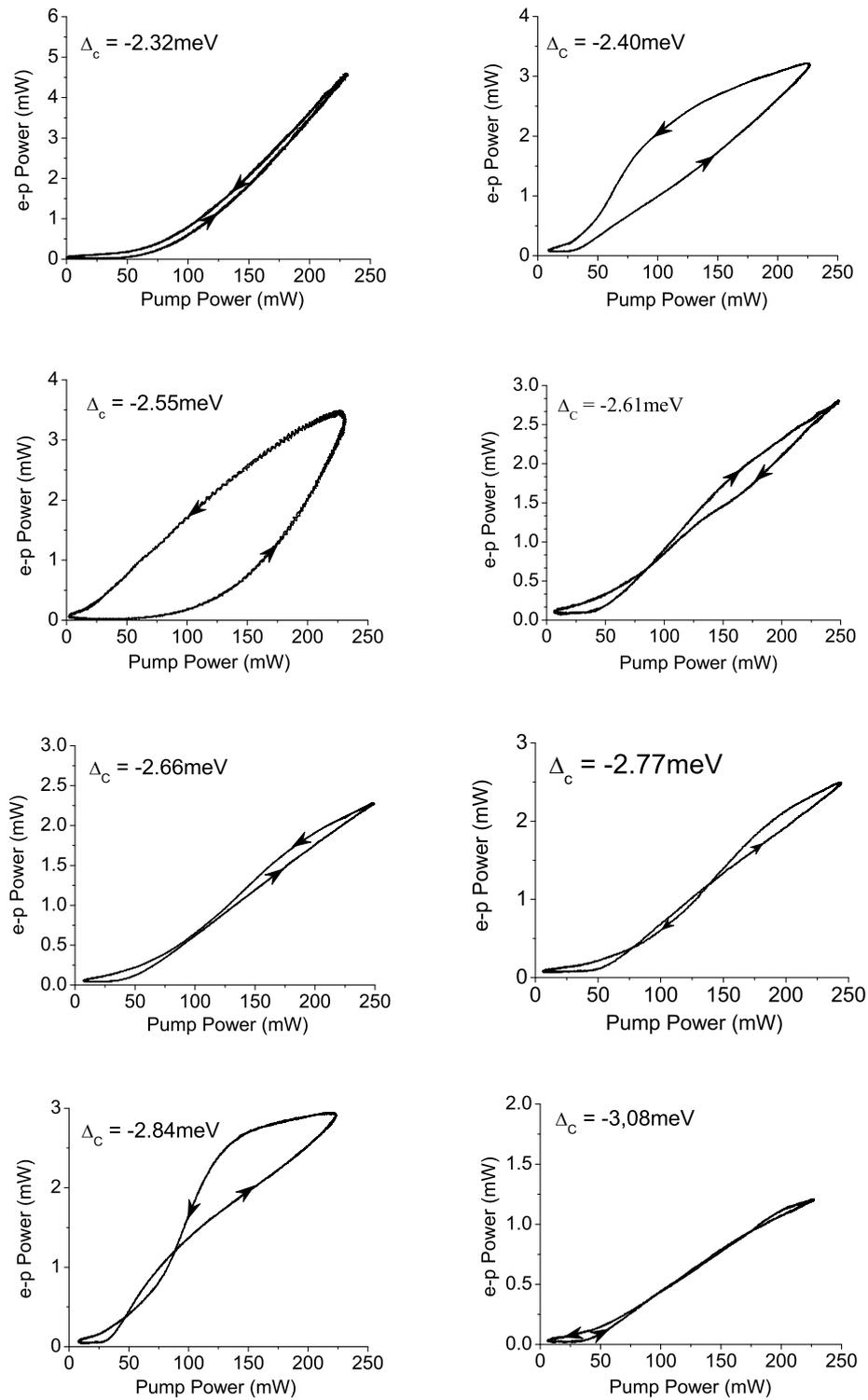


Figura 6.6: Sequência de curvas de OB (potência da emissão e-p em função da potência de excitação) para a dessintonia do laser de bombeio fixa  $\Delta_L = -3.09 \text{ meV}$ .

### 6.3 O estado condensado e a coexistência de estados de polarização:

Uma transição de fase para o estado condensado de polaritons ocorre quando o comprimento de correlação dos portadores no ramo LP é comparável, ou maior, que as dimensões do sistema, que é determinado pelo diâmetro do feixe incidente. Um BEC convencional, em equilíbrio térmico, só existe se o tempo de vida das partículas que o constitui é muito maior que o tempo de relaxação do sistema. Entretanto, o BEC de polaritons discutido aqui é dinâmico e o seu tempo de vida é muito curto quando comparado com o tempo de relaxação. Dessa forma, o condensado de polaritons não está em equilíbrio térmico com a rede e a transição de fase é acompanhada por uma emissão coerente no modo laser. Assim, as propriedades dos portadores, que são gerados no meio de ganho, podem ser descritos pela luz emitida pela microcavidade.

Como discutido na seção 5.3, podemos determinar a formação de um BEC de polaritons através de medidas indiretas como:

- Um deslocamento para o azul do pico de emissão e-p devido à componente excitônica do polariton no processo de espalhamento.
- Uma queda na largura de linha da emissão em torno do limiar, proporcionada pela quebra da simetria de calibre na formação do condensado.
- Uma emissão linearmente polarizada, gerada para minimizar a energia livre do estado condensado.

O primeiro sinal para a formação de um estado BEC de polaritons, dentre os descritos acima, pode ser visualizado na figura 6.5-b, com um deslocamento para o azul de aproximadamente  $0.4\text{meV}$ . Esta energia é muito menor que a energia de Rabi ( $3.4\text{meV}$ ) indicando que a energia do condensado permanece sempre abaixo da energia da cavidade, ou do exciton, e que sua emissão permanece sempre no modo normal da cavidade.

O segundo registro da formação do BEC de polaritons pode ser analisado na figura 6.7 que mostra uma queda da largura de linha da emissão. A curva cheia (em preto) mostra uma interpolação teórica prevista para um estado de laser típico de polaritons [45]. Dessa forma, podemos verificar que, no regime laser, o valor da largura de linha deveria estacionar num valor levemente acima do valor indicado pelas medidas. Isto significa que a largura de linha sofreu um estreitamento, indicando a formação de um estado condensado. Podemos perceber também que acima do limiar a largura de linha sofre um alargamento linear à medida que a potência de excitação é aumentada (linha pontilhada).

A natureza deste alargamento da largura de linha é uma consequência do efeito de “auto-modulação de fase” (SPM) provocado pela interação entre os polaritons. Classicamente, podemos descrever o efeito de SPM através da propagação de um campo, centrado em  $\omega_o$ ,

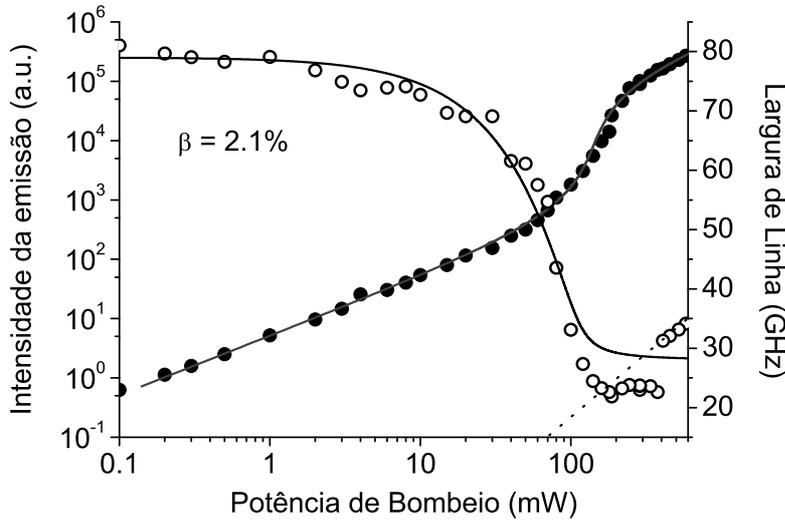
$$E(r, t) = E_o(r, t)e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega_o t)} + c.c. \quad (6.2)$$

que atravessa um meio não-linear tipo Kerr (de comprimento  $L$ ), cujo índice de refração varia da forma  $n(t) = n_o + n_2 I(t)$ , onde  $I(t) = n_o c |E_o(r, t)|^2 / (2\pi)$ .

Assumindo que o meio responda instantaneamente às variações do campo (com potência  $P$  e área de seção reta  $A$ ), verificamos que a mudança de fase do campo transmitido é dado por:

$$\Delta\phi(t) = -\frac{n_2 L \omega_o}{cA} P(t). \quad (6.3)$$

Para um campo de largura de linha finita, seu espectro instantâneo  $\omega(t) = \omega_o + \delta\omega(t)$  (onde  $\delta\omega(t) = d\phi(t)/dt$  corresponde à variação da frequência instantânea) induz a um deslocamento das componentes espectrais menores que  $\omega_o$  para menores frequências (um efeito oposto ocorre com as componentes maiores que  $\omega_o$ ), promovendo um alargamento da largura de linha da emissão.



**Figura 6.7:** Medidas da intensidade (círculos cheios) e da largura de linha (círculos abertos) da luz emitida pela microcavidade em função da potência de bombeio quando excitada com luz linearmente polarizada ( $\sigma = 0$ ) à um ângulo de incidência de  $12^\circ$  ( $\Delta_L = -3.2 meV$ ). As linhas cheias são uma interpolação dos dados experimentais para a intensidade (linha cheia cinza) e para a largura de linha (linha cheia preta) da emissão e-p. A linha pontilhada indica o comportamento da largura de linha para  $\xi^2/N \ll 1$  no efeito de SPM.

A forma prevista para a largura de linha, considerando-se o efeito de SPM em microcavidades, baseia-se em tomar a função de correlação para a intensidade do campo medido fora da cavidade, cujo resultado é uma Lorentziana com a largura de linha apresentando dois regimes [13]:

$$\Delta\omega_{SPM} = \begin{cases} \xi^2/(\tau_p N), & \xi^2/N \ll 1 \\ \xi \ln(2)/\sqrt{N}, & \xi^2/N \gg 1 \end{cases} \quad (6.4)$$

onde  $\xi = 9E_b a_{exc}^2 N X_o^4 \tau_p / A$ .

Em ambos os casos a largura de linha aumenta com o valor médio da população de polaritons na cavidade  $N$  e eventualmente domina a contribuição proporcionada pelo espalhamento entre os polaritons. Em nosso caso, substituindo os respectivos valores, temos que  $\xi^2/N \ll 1$  para  $N \lesssim N_{sat} \sim 10^6$ , onde o comportamento previsto está indicado como uma linha pontilhada da figura 6.7.

Para identificarmos a formação do estado BEC próximo ao limiar laser, a figura 6.7 mostra também os dados experimentais para a intensidade da emissão e-p em função da potência de bombeio. A interpolação teórica destes dados (linha cheia cinza) mostra que o fator de acoplamento da emissão espontânea  $\beta = 2.1\%$  é maior que o valor previsto teoricamente para esta estrutura ( $\beta = 1\%$ ) [45]. Isto é resultado da alta finesse da cavidade e da eficiência do processo de excitação ressonante.

A terceira propriedade dos condensados de polaritons é a emissão de uma luz linearmente polarizada. Entretanto, verificamos no capítulo 5 que os estados de polarização da emissão são fortemente dependentes do estado de polarização do bombeio. Para identificarmos como ocorre esta dependência, separamos o feixe emitido pela microcavidade em duas partes, usando um separador de feixe 50 – 50%. Dessa forma, metade da luz emitida seria desviada para o espectrômetro e a outra parte seria deslocada em direção à um prisma polarizador. Este prisma permite a transmissão da componente vertical da polarização e reflete a componente transversal. Dois fotodetectores calibrados (com o mesmo ganho) medem as intensidades de cada componente ( $I_v$  e  $I_h$ ) cujos dados são registrados por um osciloscópio. Para medirmos o grau de polarização circular da emissão, foi colocada uma placa  $\lambda/4$  antes do prisma com o eixo óptico girado de  $45^\circ$ , convertendo a luz circularmente polarizada em linearmente polarizada, cujo grau de polarização  $\rho = (I_v - I_h)/(I_v + I_h)$  é obtido pelos níveis de intensidade dos detectores (vide fig. 6.8).

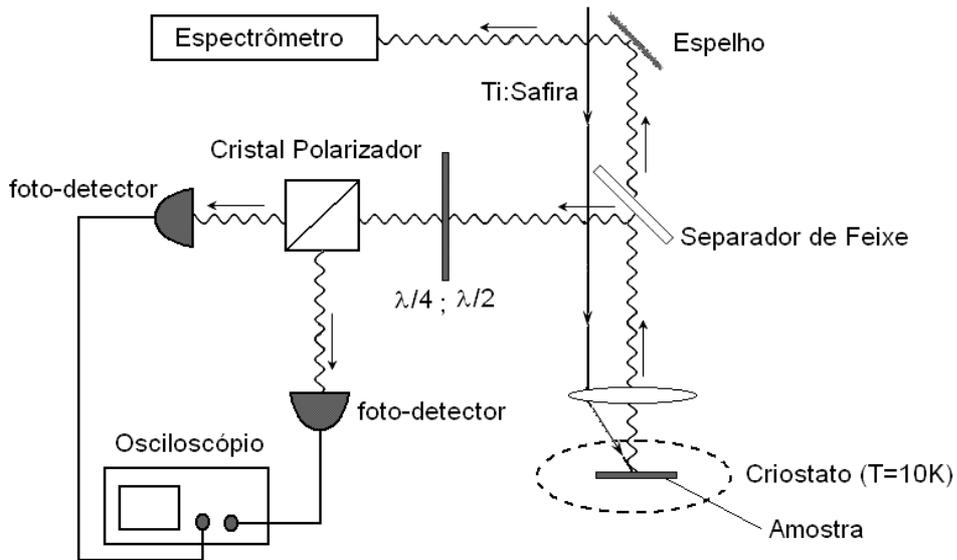
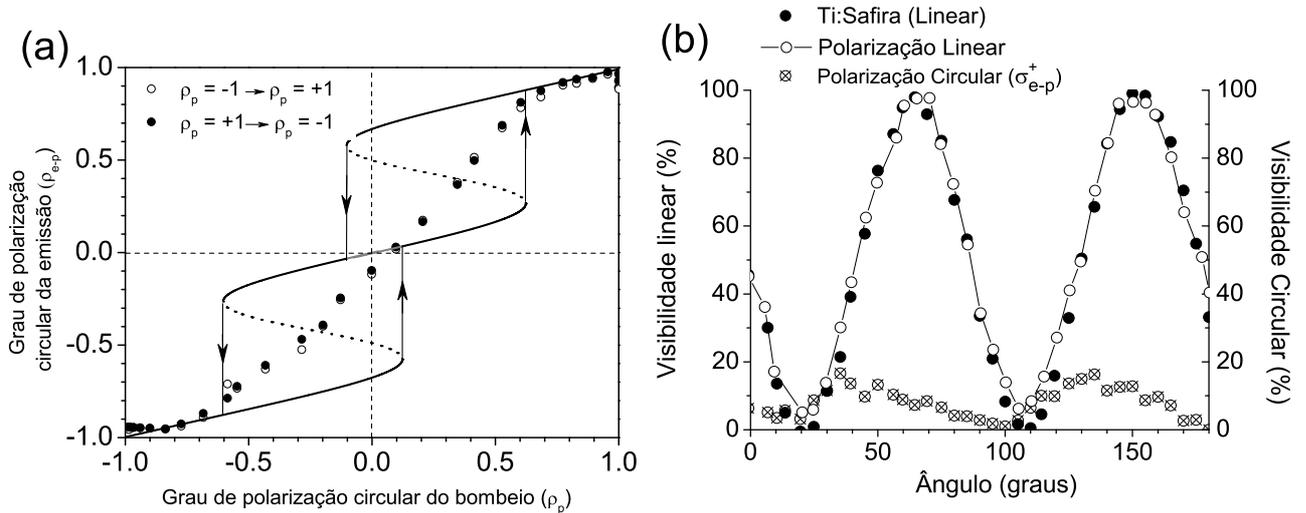


Figura 6.8: Configuração experimental para os estudos do comportamento dos estados de polarização da emissão e-p.

A figura 6.9-a mostra o comportamento experimental do grau de polarização da emissão  $\rho_{e-p}$  em função do bombeio  $\rho_p$  (acima do limiar) para uma varredura partindo do estado  $\rho_p = +1$  até o estado  $\rho_p = -1$  (círculos abertos) e na direção oposta (círculos cheios). Nesta medida era esperado que o grau de polarização da emissão tivesse a forma descrita pela curva cheia (a mesma curva apresentada na figura 5.1 para a discussão teórica da multi-estabilidade de polarização). Entretanto, verificamos que este comportamento não foi satisfatório devido à baixíssima velocidade de coleta dos dados <sup>2</sup>. Para gerarmos a curva desejada, o tempo de varredura deve ser menor que o tempo de relaxação do sistema, porém maior que o tempo que descreve sua dinâmica. Dessa forma, os dados apresentados na fig. 6.9-a foram obtidos a partir de uma intensidade integrada de todos os estados de polarização emitidos pela microcavidade. Assim, os pontos representam uma média ponderada do grau de polarização dos estados coexistentes (cujo fator de ponderação é a população de cada estado), prevalecendo aquele de maior intensidade relativa.



**Figura 6.9:** (a) Grau de polarização circular da emissão  $\rho_{e-p}$  em função do bombeio  $\rho_p$ . A curva superposta é a mesma da fig. 5.1 e os círculos são dados experimentais. (b) Visibilidade linear e circular da emissão e-p para  $\rho_p = 0$ . As intensidades do laser de bombeio e da emissão linear foram normalizados em relação aos seus respectivos máximos (a emissão circular foi normalizada pelo máximo da componente linear). Em ambos os casos as condições de excitação são as mesmas da figura 6.7 com uma potência de excitação de 350mW.

Dessa forma, podemos perceber que quando a cavidade é excitada com  $\rho_p = \pm 1$  a emissão apresenta o mesmo comportamento para a polarização. Este resultado é compatível com a descrição teórica apresentada na seção 5.4. Para uma excitação com  $\rho_p = 0$ , percebemos que a emissão apresenta-se linearmente polarizada. Este resultado, além de ser compatível com as equações 5.13 e 5.14, indica que a formação de um estado BEC acontece de forma eficiente para o bombeio linearmente polarizado e com uma população

<sup>2</sup>Cada ponto apresentado na figura 6.9-a leva em média um segundo para ser registrado e a varredura entre pontos adjacentes leva cerca de trinta segundos.

muito maior que dos estados  $\sigma^\pm$ . Para valores fora da região  $\Delta\rho_p$ , verificamos que os resultados experimentais possuem boa compatibilidade com o modelo teórico, mas dentro destas regiões encontramos um valor que representa uma média ponderada dos estados de polarização correspondentes.

A visibilidade da emissão e-p, quando excitada com  $\rho_p = 0$ , pode ser analisada na fig. 6.9-b. Os dados foram obtidos registrando-se a intensidade da emissão e-p após passar por uma placa  $\lambda/2$  (para a visibilidade linear), e uma placa  $\lambda/4$  seguida de uma  $\lambda/2$  (para a visibilidade circular), antes de atravessar o cristal polarizador. Para identificarmos como o procedimento é realizado, vamos tomar a situação em que a emissão e-p é puramente linear. Assim, se a orientação da polarização do feixe incidente faz um ângulo  $\theta$  com o eixo óptico da placa  $\lambda/2$ , a placa irá girar sua orientação de um ângulo de  $2\theta$ , mas não altera o estado de polarização da luz (linear para circular). Se a emissão e-p for puramente circular (para a direita por exemplo), esta placa irá manter a luz circularmente polarizada, mas agora com orientação inversa (para a esquerda). Assim, a placa  $\lambda/2$  não altera o estado de polarização, apenas sua orientação. Dessa forma, caso desejamos determinar a visibilidade linear da polarização, devemos passar o feixe pela placa  $\lambda/2$ , posteriormente por um polarizador linear e por fim incidimos o feixe resultante desta operação num fotodetector. A intensidade registrada irá variar à medida que giramos o eixo óptico da placa  $\lambda/2$  (mantendo-se fixa a orientação do polarizador linear), de tal forma que se o sistema for calibrado em  $0^\circ$  para registrar um máximo de intensidade, teremos que a  $45^\circ$  haverá um mínimo e a visibilidade poderá ser obtida por estes dois valores através da relação  $\rho = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ . Se substituirmos o polarizador linear por um prisma polarizador que separa as componentes de polarização e registrarmos simultaneamente estes dois valores, podemos ter numa única medida os valores de  $I_{max} = I_v$  e  $I_{min} = I_h$ , correspondendo às duas componentes do campo separados pelo prisma.

Para medidas da visibilidade circular do campo, primeiramente devemos transformar a polarização circular em linear através de uma placa  $\lambda/4$ . Esta placa, transforma a luz circularmente polarizada para a direita em luz linearmente polarizada na vertical e a componente circularmente polarizada para a esquerda em luz linearmente polarizada na horizontal, em relação ao seu eixo óptico (na verdade a  $45^\circ$  do seu eixo óptico). Assim, após convertermos o estado de polarização da luz de circular para linear, usamos a placa  $\lambda/2$  para identificarmos a sua visibilidade. Caso a luz seja elipticamente polarizada ela vai apresentar parcialmente linear e parcialmente circular, apresentando nas duas avaliações um certo grau de polarização.

Os ângulos registrados na fig. 6.9-b marcam as direções do eixo óptico da placa  $\lambda/2$  em relação à orientação da polarização para ambos os casos. As intensidades do laser de bombeio (círculos cheios) e da emissão e-p (círculos vazios) foram normalizadas em relação aos seus respectivos máximos. A componente circular (círculos vazios cruzados) foi normalizada em relação ao máximo da componente linear, a título de comparação das intensidades relativas. Este resultado mostra que quando excitado linearmente a emissão acompanha a polarização do bombeio, indicando que a rede cristalina do meio de ganho

não é tensionada.

Para identificarmos a presença de mais de um estado de polarização sendo emitida simultaneamente, analisamos o **contraste**  $\zeta = (I_v - I_h)/(I_v + I_h)$  entre as componentes de polarização circular e linear para três condições de bombeio independentemente:  $\rho_p = +1$ ,  $\rho_p = -1$  e  $\rho_p = 0$ . O grau de polarização linear é obtido experimentalmente retirando-se a placa  $\lambda/4$  de frente do cristal polarizador e tomando os valores de  $I_v$  e  $I_h$ . Mas a emissão ocorre com os três estados de polarização simultaneamente, e a interpretação dada para o contraste, deve ser tal que  $\zeta$  agora representa o quanto (percentualmente) as componentes lineares ( $\zeta_{e-p}^l$ ) e circulares ( $\zeta_{e-p}^c$ ) são mais intensas em comparação às suas respectivas componentes transversais.

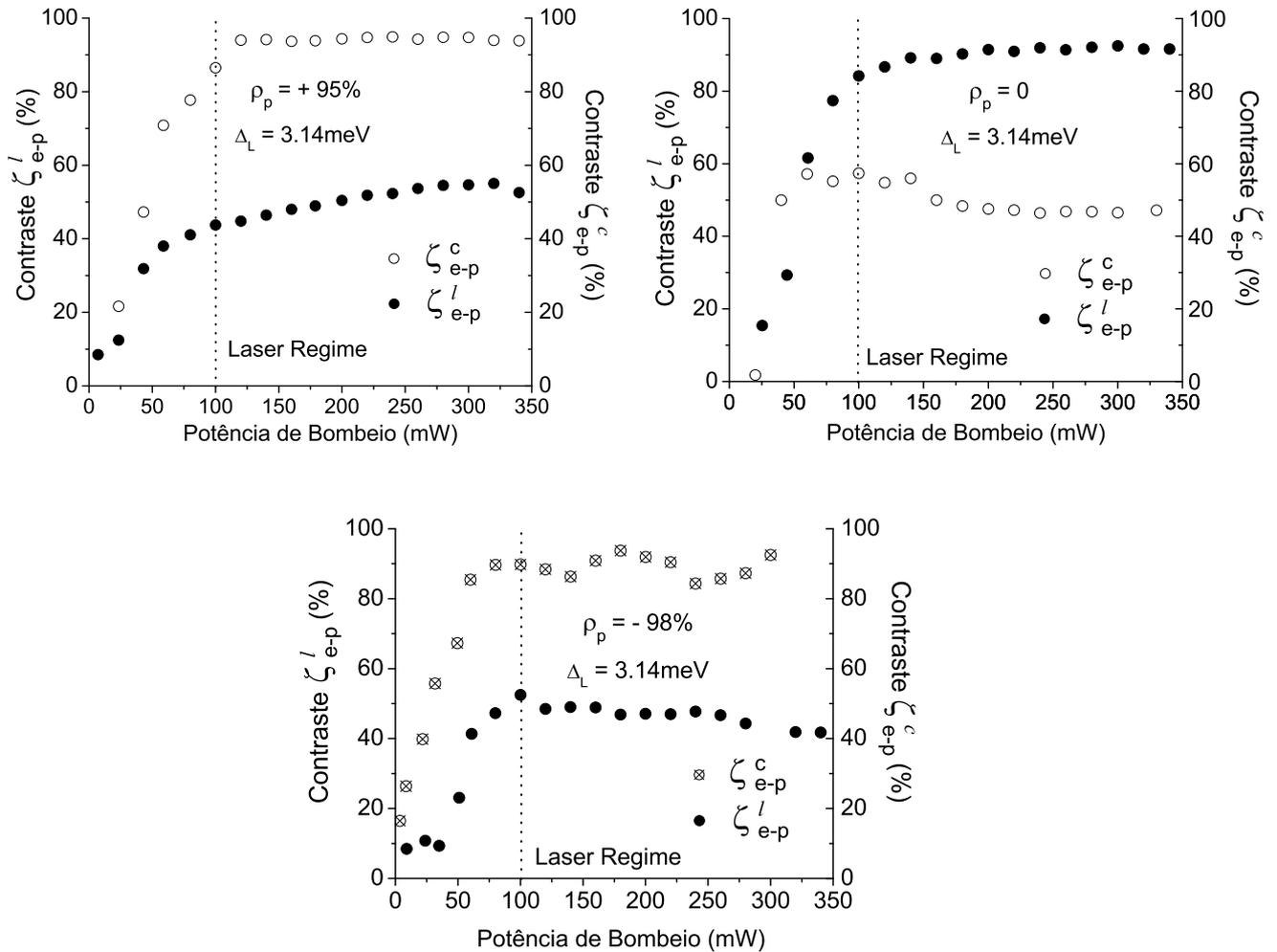


Figura 6.10: Resultado experimental do contraste das componentes lineares (vertical e horizontal) e circulares (para a esquerda e para a direita) da emissão. O eixo vertical indica (percentualmente) quanto cada componente é mais intensa que a sua transversal correspondente. As condições de excitação são as mesmas da figura 6.7 e as flutuações encontradas correspondem ao erro experimental ( $\approx 5\%$ ).

O resultado desta análise é mostrado na figura 6.10 para cada valor da potência de excitação, onde os círculos cheios indicam que a componente vertical é mais intensa que a horizontal. Analogamente, os círculos abertos indicam quanto a luz circularmente polarizada para a direita ( $\rho_{e-p} = +1 = \sigma_{e-p}^+$ ) é mais intensa que para a esquerda ( $\rho_{e-p} = -1 = \sigma_{e-p}^-$ ) e os círculos abertos cruzados o contrário.

Primeiramente, podemos perceber que para todos os casos, abaixo do limiar laser, ambas componentes circulares ( $\zeta_{e-p}^c$ ) e lineares ( $\zeta_{e-p}^l$ ) possuem valores muito baixos, o que indica que a luz emitida é despolarizada nesta região. Acima do limiar laser, verificamos que a luz proveniente das componentes circulares são predominantes no campo total emitido apenas para  $\rho_p \approx \pm 1$ . Para  $\rho_p \approx +1$ , podemos perceber a alta intensidade de  $\sigma_{e-p}^+$  prevalecendo sobre  $\sigma_{e-p}^-$  e o contrário ocorrendo quando  $\rho_p \approx -1$ . Mas em ambos os casos, podemos identificar a presença das componentes lineares, com a componente vertical cerca de 50% mais intensa que a horizontal.

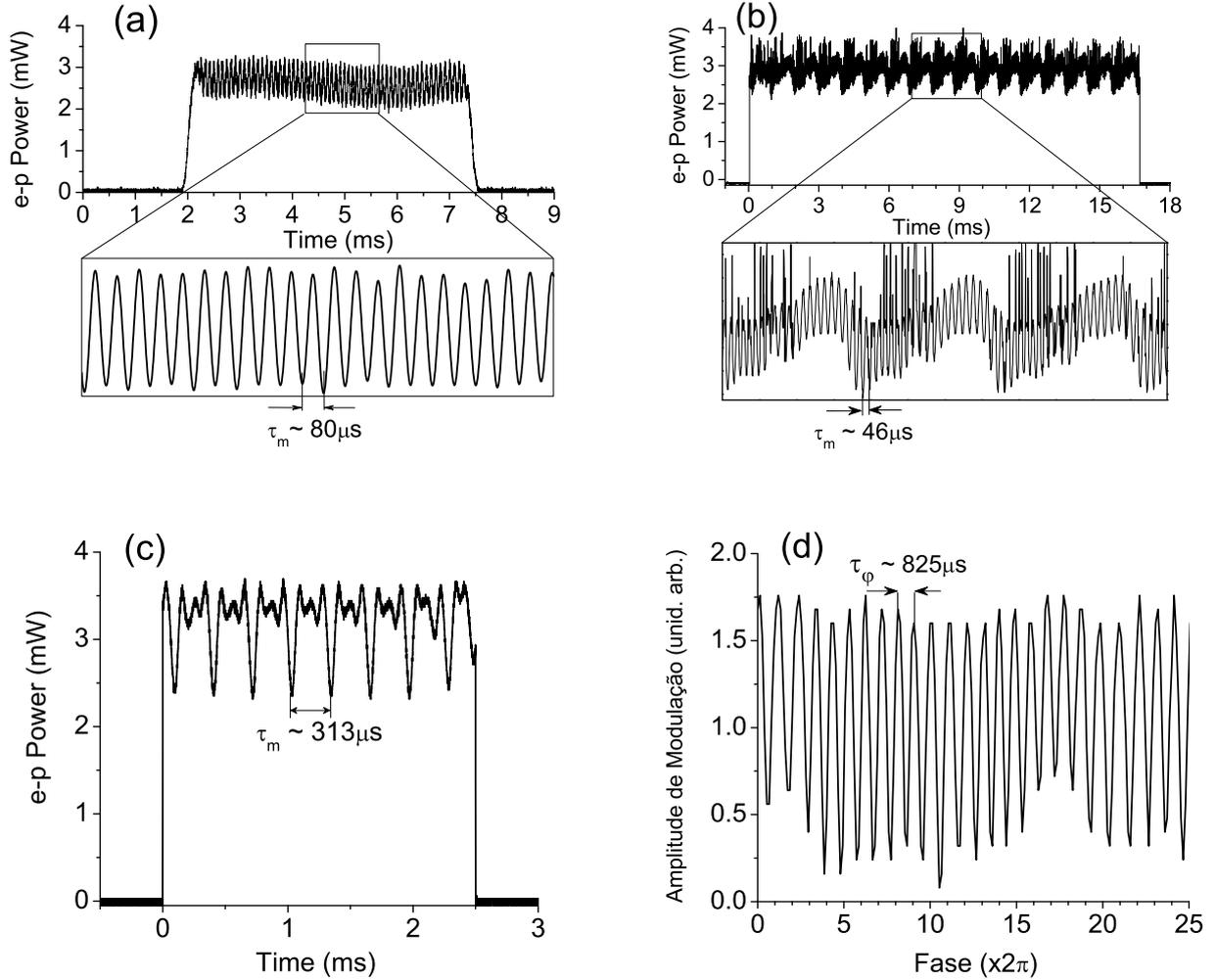
No caso onde  $\rho_p = 0$ , temos uma situação diferente em que as componentes lineares são muito intensas quando comparadas com as circulares e a polarização vertical é predominante sobre a horizontal. Mas, ainda assim verificamos a presença das componentes circulares, onde a polarização para a direita é cerca de 50% mais intensa que para a esquerda. Dessa forma, percebemos que além de encontrarmos os dois estados de polarização coexistindo ( $\zeta_{e-p}^c$  e  $\zeta_{e-p}^l$ ) numa larga faixa de  $\rho_p$  (como era previsto no modelo de multi-estabilidade), esta faixa aparentemente se mostra mais larga que o previsto teoricamente, se estendendo até  $\rho_p = \pm 1$ . Assim, podemos perceber que o estado BEC de polaritons (com emissão  $\zeta_{e-p}^l$ ) coexiste com um estado não-condensado (com emissão  $\zeta_{e-p}^c$ ) e que o primeiro deles, além de ser controlado pelo bombeio ( $\rho_p$ ), é massivamente populado quando  $\rho_p \sim 0$ .

## 6.4 Auto-Oscilações:

No capítulo 4, verificamos que a presença da não-linearidade do meio de ganho proporciona o surgimento de regiões instáveis sob regime bi-estável, persistindo para valores de potência um pouco além dos limiares  $P^\pm$  mostrados na fig. 3.4. Para valores da potência de bombeio  $P_p$  menores que  $P_2$  (vide fig. 4.2), e dessintonias  $\Delta_c < \Delta_c^{min}$ , todos os pontos estacionários apresentam-se estáveis para qualquer  $\Delta_L$ . Para valores de  $P_2 < P_p < P_1$  e desde que o valor mínimo de qualquer das dessintonias sejam satisfeitas ( $\Delta_c \geq \Delta_c^{min}$  ou  $\Delta_L \geq \Delta_L^{min}$ ), os pontos estacionários perdem sua estabilidade. Neste caso, verificamos a presença de “janelas” de instabilidade em ambos os ramos da curva de OB. O ramo inferior é estável para potências de bombeio no intervalo  $0 < P_p < P_2$  e instável no intervalo  $P_2 < P_p < P^+$  (compare as figuras 3.4 e 4.2). O ramo superior é estável para  $P_p > P_1$  e instável para  $P^- < P_p < P_1$ . Para dessintonias muito altas ambos os ramos da curva de OB são estáveis.

Este tratamento teórico indica a formação de “janelas” de instabilidade numa faixa de valores de parâmetros em que os estados estacionários tornam-se instáveis (regiões hachuradas na fig. 4.2). Nesta região qualquer flutuação dos valores estacionários permite a formação de estruturas distintamente periódicas. Entretanto, não são muitos os estudos, tanto teóricos quanto experimentais, que descrevem este comportamento, e nenhum deles indicam sua natureza. Uma possível descrição das regiões instáveis pode ser explicada pela competição dos estados de polarização do polariton. Neste contexto, verificamos na seção anterior que a emissão da luz linearmente polarizada emitida pela cavidade (provida do decaimento radioativo de um estado condensado) apresenta-se estável e coexiste com estados cuja polarização é circularmente polarizada, também estáveis, proporcionados pelos polaritons que não condensaram. Estados instáveis com graus de polarização intermediários também coexistem na faixa denotada por  $\Delta\rho_p$  na figura 5.1. Estes polaritons, que não formaram um estado coerente coletivo, ao se recombinarem radioativamente têm seus fótons emitidos no modo da cavidade e, portanto, definem um modo laser. Dessa forma, passaremos a discriminá-los como um estado laser, e aqueles que apresentam um BEC, simplesmente por estado condensado.

Os dois estados de polarização ( $\zeta_{e-p}^c$  e  $\zeta_{e-p}^l$ ) possuem naturezas diferentes e não seria estranho esperar comportamentos distintos de cada um deles. A polarização circular, oriunda do estado laser, apesar de se apresentar estável, encontra-se sob efeitos de eletrodinâmica de cavidades tais como a auto-modulação de fase. Entretanto, a polarização linear, oriunda dos estados condensados, é formada pela quebra da simetria de calibre e por isso possui uma fase bem definida. Dessa forma, a coexistência dos dois estados somada ao efeito de auto-modulação de fase do estado laser, permite a formação de um padrão de interferência no campo total emitido pela cavidade. Devido ao fato deste padrão ser proporcionado pelo efeito de auto-modulação de fase do estado laser, denominamos este efeito de **auto-oscilações**.

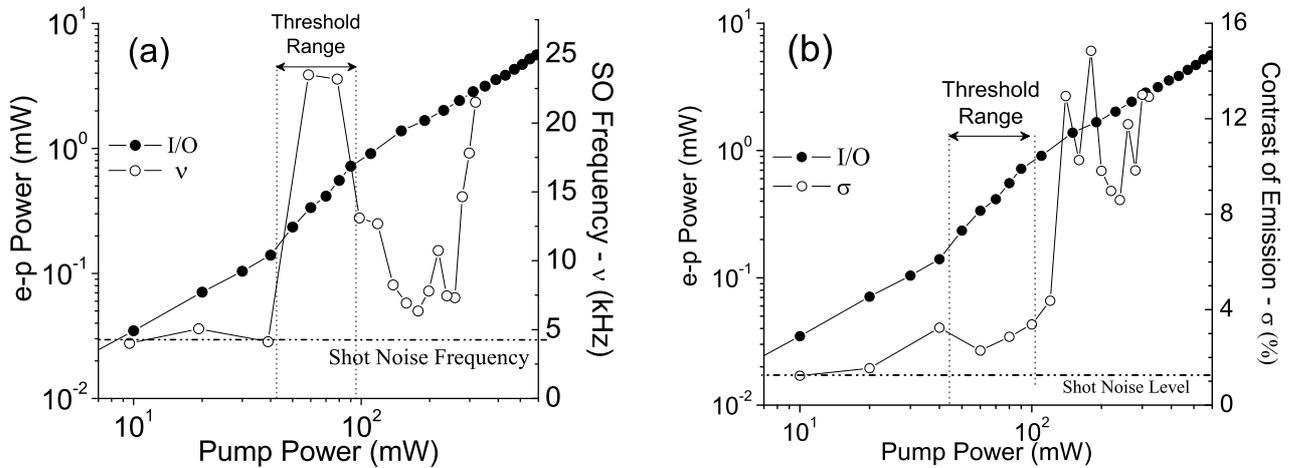


**Figura 6.11:** Medidas de escala temporal da emissão e-p para várias formas de oscilação. As condições experimentais são (a)  $\Delta_c = -1.45\text{meV}$ ,  $\Delta_L = -2.9\text{meV}$ ; (b)  $\Delta_c = -0.9\text{meV}$ ,  $\Delta_L = -2.1\text{meV}$ ; (c)  $\Delta_c = -0.3\text{meV}$ ,  $\Delta_L = -2.0\text{meV}$  e (d) Comportamento da fase das SO periódicas em (a). A luz incidente é linearmente polarizada.

Na figura 6.11 podemos identificar algumas formas das auto-oscilações geradas sob diferentes dessintonias da cavidade. Os experimentos foram realizados sob excitação “cw” quase-ressonante e modulando o feixe de bombeio (através do modulador acusto-óptico) na forma de um “degrau”. A luz emitida era desviada por espelhos diretamente para um fotodetector acoplado ao osciloscópio. Dessa forma, poderemos identificar mais claramente, dentro de uma “janela temporal”, as várias formas de onda geradas pelo processo de interferência, sob excitação contínua (o tempo de duração do platô é de alguns poucos a dezenas de mili-segundos). A figura mostra que a emissão e-p é extremamente instável apresentando diferentes regimes de oscilação e um contraste bastante acentuado, indicando a tendência a um regime caótico. Todavia, neste trabalho empenhamos em identificar apenas a natureza do padrão de interferência. Por outro lado, fazem parte de nossos interesses futuros caracterizar o comportamento da fase induzida pelo efeito de SPM, uma vez que os experimentos indicam a formação de um comportamento caótico para a fase do estado laser. Esta seria a primeira vez que este tipo de estudo seria realizado em microcavidades.

Foram feitas análises da fase das auto-oscilações quando o padrão apresenta-se periódico (como mostrado na fig. 6.11-d), tomando um tempo característico como o tempo médio entre os picos de um trem de pulsos ( $\tau_m$ ). Dessa forma, a cada  $\tau_m$  medimos o valor da amplitude do pulso resultando numa modulação da fase, que aparentemente se mostra também periódica, como pode ser analisado na figura 6.11-d. Este resultado, mais uma vez (somado ao aumento linear da largura de linha acima do limiar laser) mostra a existência do efeito de auto-modulação de fase do campo emitido pelo estado laser, que ainda não havia sido registrado experimentalmente.

Uma análise qualitativa do comportamento das auto-oscilações pode ser visualizada na figura 6.12. Nesta figura, tentamos identificar o comportamento do padrão periódico variando-se a potência de bombeio. Neste caso, podemos perceber uma mudança na frequência e no contraste das oscilações, onde acima do limiar laser elas se apresentam mais rápidas e desaparecem abaixo deste limite. O nível de ruído (linha tracejada na figura 6.12) foi obtido a partir do ponto onde não seria mais possível se distinguir as oscilações do ruído eletrônico. O baixo contraste é justificado pela intensidade de fundo sob a qual as auto-oscilações aparecem, que provavelmente se deve à uma grande diferença de ocupação dos estados condensado e laser.



**Figura 6.12:** Comportamento da frequência de oscilação das auto-oscilações (a) e do contraste da intensidade emitida (b) em função da a potência de bombeio. A linha pontilhada horizontal indica o limite a partir do qual não é mais possível distinguir as auto-oscilações do ruído eletrônico.

As condições experimentais sob as quais as auto-oscilações foram observadas são as mesmas daquelas apresentadas em qualquer configuração de regime bi-estável, sendo muito pouco sensível à dessintonia com a cavidade. Entretanto, a dependência com a energia do laser incidente é muito bem definida, sendo observadas apenas para valores muito específicos.

A forma como estas oscilações aparecem podem ser descritas como padrões aparentemente aleatórios que subitamente formam trens de pulsos periódicos que duram desde alguns a centenas de mili-segundos. A periodicidade destes pulsos variam com a dessintonia da cavidade e com sua forma, como é mostrado nas figuras 6.11-a, b e c.

A mudança na forma das oscilações são proporcionadas inicialmente pela dessintonia da cavidade, sendo a energia do laser de bombeio posteriormente corrigida de forma a gerar as oscilações. A dessintonia da cavidade proporciona a ressonância com um ou outro estado de polarização, alterando, assim, a dinâmica local e conseqüentemente o padrão de interferência entre os estados. A forte dependência com a energia de excitação é causada pela eficiência no processo de excitação ressonante. Uma análise qualitativa dos experimentos indica que os estados com emissão linear possuem um limiar maior que aqueles com emissão circular. Isto mostra que sob as mesmas condições de excitação podemos encontrar uma variação na população de cada estado e conseqüentemente uma oscilação na intensidade resultante.

Uma vez que as auto-oscilações são oriundas da superposição dos campos dos estados condensado (emissão linear) e laser (emissão circular), podemos estimar a porcentagem de polaritons que se condensaram analisando a evolução temporal do campo total emitido. O padrão registrado possui um máximo quando ocorre uma interferência construtiva, assim, a intensidade máxima é  $I_{max} = I_{circ} + I_{lin}$ , onde  $I_{lin}$  é a intensidade total das componentes lineares providas do estado condensado e  $I_{circ}$  é a intensidade total das componentes circulares providas do estado laser. O mínimo no padrão de interferência ocorre na interferência destrutiva e a sua intensidade é dada por  $I_{min} = I_{circ} - I_{lin}$ . Assim, a diferença  $\Delta I = I_{max} - I_{min} = 2I_{lin}$  nos fornece a intensidade total da emissão do estado condensado e a razão  $\Delta I / (2I_{max}) = I_{lin} / I_{max} = I_{lin} / (I_{lin} + I_{circ})$  nos fornece a porcentagem de polaritons que condensaram. Para o caso onde as auto-oscilações não são identificadas:  $I_{max} = I_{min}$ , o que resulta em  $I_{lin} = -I_{lin}$ , onde a igualdade só poderá ser satisfeita se  $I_{lin} = 0$ , que corresponde ao fato de não haver um condensado. Este resultado encontra-se em concordância com nosso modelo e se tomarmos como exemplo a situação onde realizamos um bombeio linearmente polarizado acima do limiar (fig. 6.11-a), podemos verificar que  $\sim 72\%$  dos polaritons condensaram. Em situações menos eficientes, onde o bombeio é circularmente polarizado, este valor cai para  $\sim 15\%$ .

Usando a montagem experimental mostrada na figura 6.8 e separando a emissão apenas com o cristal polarizador, podemos identificar a porcentagem de polaritons que condensaram em cada componente de polarização (vertical ou horizontal). Assim, a figura 6.13 mostra o padrão de interferência para  $\rho_p = 0$  (6.13-a) e  $\rho_p = \pm 1$  (6.13-b) onde podemos estimar a porcentagem de polaritons que condensaram com polarização linear na vertical ( $I_v$ ) e na horizontal ( $I_h$ ) independentemente. Os valores obtidos podem ser comparados na tabela que se segue, onde os valores de  $I_{max}$  e  $I_{min}$  foram obtidos através de uma média dos máximos e dos mínimos das oscilações apresentadas na figura 6.13.

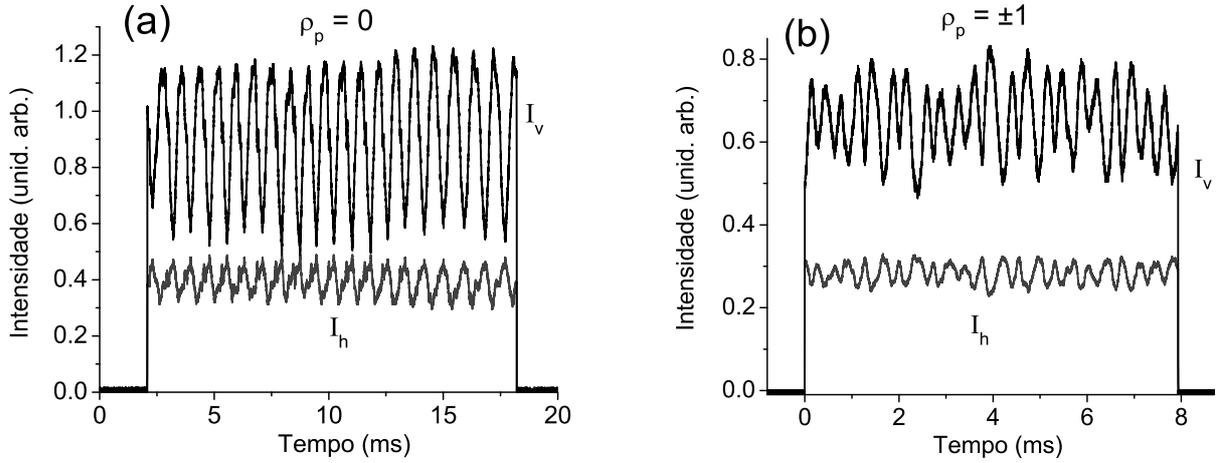


Figura 6.13: Padrão de interferência entre cada componente linear e as componentes circulares. A emissão passa por um prisma polarizador que separa as componentes lineares quando excitada com (a) luz linearmente polarizada e (b) circularmente polarizada (o mesmo comportamento foi observado para ambas componentes).

Tabela 6.1: Porcentagem de polaritons que condensaram

$\rho_p$	Vertical	Horizontal
0	55%	17%
$\pm 1$	10%	5%

A figura 6.13 mostra outra observação interessante. Nela podemos verificar que as oscilações de cada componente linear mostram-se completamente fora de fase, ou seja, existe uma fase relativa entre as componentes lineares de  $\pi$ , qualquer que seja a condição de excitação.

Dessa forma, podemos perceber que o controle de  $\rho_p$  é extremamente importante, definindo não somente a ocupação dos estados gerados (assim como suas populações relativas), mas também a polarização efetiva do campo emitido. Entretanto, as auto-oscilações são identificadas em toda a faixa  $-1 \leq \rho_p \leq +1$ , e portanto, podemos concluir que a região multi-estável se estende por todo intervalo. Uma análise quantitativa das equações 5.13 e 5.14, mostrou que isto ocorre devido a um acentuado aumento do tempo de vida dos polaritons. Para tempos de vida muito curtos ( $< 2.5ps$ ) a curva não assume um comportamento multi-estável, mas tempos de vida longos ( $\geq 2.5ps$ ) representam um aumento no intervalo  $\Delta\rho_p$ . Este valor limite para  $\tau_p$  encontra-se em concordância com o tempo relacionado com a energia de Rabi ( $\approx 1.2ps$ ) que representa a taxa com que o polariton alterna entre suas características de exciton e fóton. Este aumento do tempo de vida dos polaritons pode ser justificado apenas pela formação de um estado condensado. Para verificarmos um aumento de  $\Delta\rho_p$  de tal forma que ele ocupe toda a faixa  $-1 \leq \rho_p \leq +1$ , o modelo teórico indica que  $\tau \approx 100ps$ .

## Conclusões

Inicialmente, realizamos o estudo teórico da bi-estabilidade óptica em microcavidades semicondutoras conjuntamente com uma breve análise da estabilidade dos estados estacionários. Assim, verificamos que o comportamento bi-estável é descrito pela não-linearidade do meio de ganho (um poço quântico de 100Å de GaAs) causado pela alta densidade de polaritons gerados no processo de excitação, dando origem a um efeito similar ao efeito Kerr. A diferença neste caso é que o efeito Kerr não é induzido pelo número de fótons na cavidade, mas pelo número de polaritons.

A análise da estabilidade mostrou que o sistema poderia ser encontrado em três regimes distintos: bi-estável, OPO ou simplesmente instável. Utilizando-nos de parâmetros experimentais, verificamos que este modelo indica que a microcavidade encontra-se num regime **exclusivamente** bi-estável. Este fato é extremamente importante, pois o fato de não nos encontrarmos sob regime de OPO, mostra que a energia para a geração do estado de *idler* é convertida na forma de calor, sendo dissipada pela rede cristalina. Esta energia dissipada promove um efeito dispersivo no semiconductor e uma expansão térmica na cavidade. Entretanto, o efeito dispersivo apresenta um resultado bem mais significativo que o de expansão, sendo predominante na descrição do fenômeno. Assim, devido à diferença de sinal das propriedades dispersivas do meio para cada situação ( $dn/dT > 0$  e  $dn_2/dI < 0$ ), verificamos um efeito de competição entre a OB térmica e a OB polaritônica onde o resultado é o cruzamento da curva de histerese.

Em um segundo momento identificamos experimentalmente diversos indicativos da condensação de polaritons através de medidas indiretas da luz emitida pela microcavidade, como: um deslocamento para o azul (de  $\sim 0.4meV$ ), uma queda da largura de linha em torno do limiar (de  $\sim 5GHz$ ) e uma emissão laser linearmente polarizada (de  $\sim 95\%$ ).

As medidas de largura de linha mostraram que imediatamente após sua queda, ocorre um aumento linear à medida que aumentamos a potência de bombeio. Este fato mostra a presença de uma **auto-modulação de fase** do estado laser. Uma outra consequência deste efeito é um forte aumento dos níveis de ruído longe do limiar laser, indicando a formação de *squeezing* dos estados de polariton. Assim, sua variável conjugada (a fase) sofreria uma forte compressão, que julgamos ser provocado pela formação de estados condensados no meio de ganho. Entretanto, neste trabalho nos empenhamos em

descrever mesmo que qualitativamente, baseados em resultados experimentais, a origem das oscilações encontradas no campo emitido pela microcavidade, de forma que o estudo dos estados comprimidos não foi objeto de nossos estudos.

As medidas de polarização da emissão e-p, mostraram que o estado laser (constituído de polaritons que não condensaram) coexiste com um estado condensado (com fase bem definida), cuja população é controlada pelo grau de polarização do laser de excitação  $\rho_p$ . Assim, verificamos que  $\rho_p$  pode não só controlar a formação de um estado condensado mas também a sua ocupação. Experimentalmente, verificamos que a formação deste estado condensado ocorre de forma mais eficiente sob excitação **linearmente polarizada**, onde cerca de 72% dos polaritons formados na microcavidade encontram-se ocupando este estado.

A coexistência de um estado condensado (linearmente polarizado) com um estado laser (circularmente polarizado), somado à sua auto-modulação de fase (do estado laser), resulta num padrão de interferência do campo total emitido. Este padrão mostrou-se bastante difícil de ser controlado, apresentando regimes perfeitamente periódicos, com diferentes formas de onda, e regimes aparentemente aleatórios. Isto nos faz acreditar que a dinâmica da fase do estado laser pode estar sendo influenciada pela presença do estado condensado proporcionando um comportamento caótico na modulação da fase. Isto tornou-se mais evidente quando separamos a evolução temporal das componentes circulares (para a direita e para a esquerda) e comparamos os padrões formados isoladamente. O resultado mostrou que os padrões evoluem independentemente, mas quando as auto-oscilações são geradas, eles encontram-se fora fase para qualquer condição de  $\rho_p$ .

Os resultados experimentais apresentados neste trabalho (cruzamento das curvas de OB e auto-oscilações) são o primeiro registro para este tipo de comportamento não-linear em microcavidades. As auto-oscilações, em particular, mostram uma nova forma de se identificar a formação de um BEC de polaritons em microcavidades, somado ao fato de que a auto-modulação de fase foi prevista teoricamente desde 2000 e ainda não havia sido experimentalmente identificada. Quando comparado com outros trabalhos que tratam da identificação de um estado condensado de polaritons em microcavidades, nosso trabalho torna-se pioneiro, por ser o primeiro a quantificar a porcentagem de polaritons que compõem estes estados.

Os trabalhos a serem realizados indicam a necessidade de se formalizar um modelo teórico que descreva os resultados observados, tanto para o cruzamento das curvas de OB quanto para as auto-oscilações, onde poderemos ter informações mais precisas dos parâmetros de controle e da dinâmica do condensado.

---



---

# APÊNDICE A

---

Através de um modelo homogêneo das equações de taxa de um sistema acoplado, discutido no início do capítulo 3, apresentaremos as equações de taxa para um modo individual da cavidade, incluindo a emissão espontânea e o fato de encontrarmos o modo da cavidade interagindo com o meio de ganho. As relações entre as perdas da cavidade e o fator de acoplamento permitem a existência de três valores possíveis para a taxa de bombeio, o que permitem inferir sobre a estabilidade destes pontos.

## Estabilidade em sistemas saturáveis:

As equações de taxa para o sistema de dois níveis acoplados a uma cavidade podem ser escritas de uma forma bastante compacta, se levarmos em conta que estamos tratando de uma cavidade monomodo. Ou pelo menos, que os outros modos da cavidade são excitados com um número insignificante de fótons.

$$\frac{dn}{dt} = K(n+1)N_2 - \gamma_c n \quad (\text{A-1a})$$

$$\frac{dN_2}{dt} = R_p - KnN_2 - \gamma_2 N_2 \quad (\text{A-1b})$$

Neste caso,  $n$  é o número de fótons contidos no modo normal da cavidade,  $N_2$  corresponde à densidade de portadores no estado excitado,  $K$  é a constante de acoplamento,  $\gamma_c$  é a taxa de decaimento da cavidade,  $\gamma_2$  é a taxa de recombinação do estado excitado e  $R_p$  é a taxa de bombeio.

O cruzamento das curvas mostradas na fig. 3.1, indicam que  $K = \gamma_c = g$  (e redefinindo  $\gamma_2 = \gamma$ ). Assim, no estado estacionário, temos:

$$N_{2,st} = \frac{n}{n+1} \quad (\text{A-2a})$$

$$gn_{st}^2 + n_{st}(R_p - \gamma) + R_p = 0. \quad (\text{A-2b})$$

Usando A-2a e as soluções de A-2b, encontramos dois valores possíveis para o número médio de fótons na cavidade:

$$n_{st}^{\pm} = \frac{(\gamma - R_p) \pm \sqrt{(R_p - \gamma)^2 - 4gR_p}}{2g} \quad (\text{A-3})$$

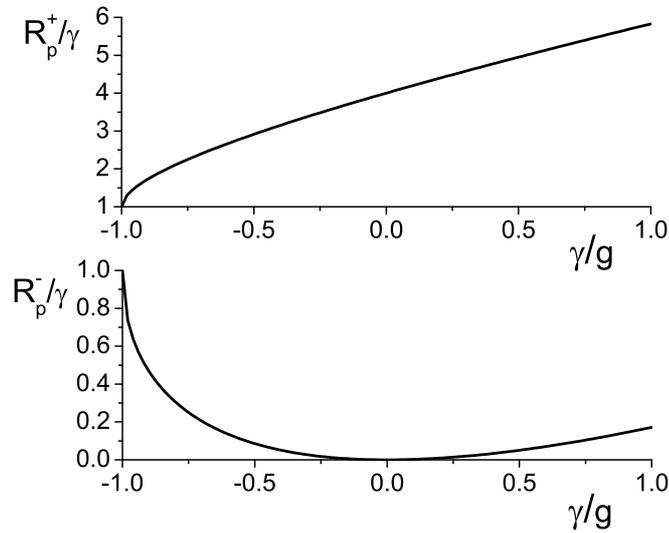
As soluções reais de  $n_{st}^{\pm}$  são dadas pela relação:

$$R_p^2 - R_p(2\gamma + 4g) + \gamma^2 \geq 0 \quad (\text{A-4})$$

Assim, podemos encontrar duas soluções para  $R_p$  além da solução trivial ( $R_p = 0$ ):

$$R_p^{\pm} \geq g\left[\frac{\gamma}{g} + 2 \pm 2\sqrt{\frac{\gamma}{g} + 1}\right] \quad (\text{A-5})$$

Para que a taxa de bombeio seja real e  $R_p^{\pm} > 0$ , temos que  $\gamma/g \geq -1$ .



**Figura A-1:** Solução da parte real das equações de taxa para um sistema acoplado na condição onde as perdas saturáveis se tornam iguais ao ganho saturável.  $R_p^+$  representa o terceiro ponto (estável) apresentado na fig.3.1 e  $R_p^-$  representa o ponto instável nesta mesma figura.

Dessa forma, o primeiro ponto estável apresentado na fig. 3.1 representa o caso da solução trivial destas equações e os dois subseqüentes representam o caso em que  $\gamma/g \geq -1$ , onde  $\gamma$  corresponde à taxa de decaimento da emissão espontânea no modo da cavidade e  $g$  o fator de acoplamento entre os fótons da cavidade e o meio de ganho. O caso onde  $\gamma/g = -1$  representa a condição de limiar. Para  $\gamma/g > -1$  encontramos duas soluções possíveis para a curva  $R_p$  (taxa de bombeio) versus  $\gamma/g$ , que aqui denominaremos de  $R_p^+$  e  $R_p^-$ , vide fig. A-1. Como pode ser visto nesta figura, a curva para  $R_p^-$  indica a possibilidade de haver dois valores possíveis de  $\gamma/g$  para um mesmo valor de  $R_p$  o que demonstra a instabilidade do sistema naquele ponto. Isto indica que sob certas condições de excitação, podemos encontrar o sistema emitindo no modo laser e apresentando um comportamento bi-estável numa situação de instabilidade. Assim, a intensidade de emissão pode apresentar-se perfeitamente periódica ou com comportamento caótico, cujos modos de oscilação ficam determinados pela potência e coerência da excitação.

---

---

## APÊNDICE B

---

O par ligado, formado por um elétron no estado excitado e um buraco no estado fundamental de um semicondutor, forma uma quasi-partícula conhecida como exciton que obedece à estatística de Bose-Einstein. Esta natureza dos excitons nos permite descrever qualquer estado excitado de um semicondutor como um sistema composto de osciladores harmônicos ou bosons não interagentes. A aproximação harmônica nos permite descrever o exciton fisicamente como uma quasi-partícula e também suas interações com outros excitons e com outras excitações elementares ou campos externos. Entretanto, dois efeitos principais são inevitavelmente omitidos nesta aproximação: a interação de Coulomb entre excitons e o princípio de exclusão de Pauli das partículas constituintes de diferentes pares. Estes efeitos desempenham um papel importante para a determinação da estrutura eletrônica do sistema composto por um número macroscópico de excitons [96, 97].

Devido ao grande raio de Bohr associado aos excitons, as interações entre os portadores tornam-se mais intensas e ao se acoplarem com os estados de fóton, formando polaritons, a massa efetiva desta nova quasi-partícula torna-se extremamente baixa ( $10^{-5}m_e$ , onde  $m_e$  é a massa do elétron) permitindo que o sistema de muitos polaritons obedeçam à estatística de Bose-Einstein de forma mais proeminente.

Para estabelecermos uma teoria que descreva as características do presente sistema devemos descrever um espaço bosônico hipotético e descrever a cinética do nosso sistema neste espaço, tal que os efeitos devido as características fermiônicas que formam os excitons possam ser representados como interações efetivas entre bosons. Para reformular este problema em termos de um Hamiltoniano equivalente em que um par de um elétron acima da superfície de Fermi e um buraco abaixo possam ser substituídos por um boson ideal. Assim, Usui [98, 99] apresentou uma formulação sistemática deste problema usando operadores bosônicos, fazendo a correspondência entre um estado do sistema e um estado em um espaço bosônico hipotético.

$$\prod e_{k'}^\dagger h_k^\dagger |0\rangle_F \rightarrow \prod (b_{k'}^k)^\dagger |0\rangle_B \quad (\text{B-1})$$

onde os operadores  $e^\dagger(h^\dagger)$  criam elétrons (buracos) ocupando a banda de condução (valência) com o vetor de onda  $k'(k)$ . O operador  $b^\dagger$  cria um exciton composto pelo par de férmions, e os estados de vácuo  $|0\rangle_F$  e  $|0\rangle_B$  descrevem estes dois espaços.

Introduzindo o operador  $U$  que conecta os estados entre os espaços, tal que:

$$U = Q_F e^{\sum_{k,k'} (b_k^{k'})^\dagger e_{k'}^\dagger h_k^\dagger} Q_B \quad (\text{B-2})$$

onde  $Q_F$  e  $Q_B$  são os operadores projeção sobre os estados de vácuo  $|0\rangle_F$  e  $|0\rangle_B$  em cada espaço. Usando o operador  $U$ , podemos re-escrever qualquer operador no espaço fermiônico em termos dos operadores criação e aniquilação do espaço bosônico. Entretanto, a ordenação de índices ( $k$  e  $k'$ ) apresenta restrições que são resolvidas através da correspondência

$$\prod e_{k'}^\dagger h_k^\dagger |0\rangle_F \rightarrow \sum_P (-1)^P P \prod (b_k^{k'})^\dagger |0\rangle_B \quad (\text{B-3})$$

onde  $P$  representa a permutação dos índices  $k$  e  $k'$ . Dessa forma, eles adquirem a correspondência um-a-um que conserva as propriedades anti-simétricas dos estados fermiônicos devido ao princípio de exclusão de Pauli.

Ainda hoje este modelo ainda encontra sérias dificuldades matemáticas, pois ao se tentar descrever um operador bosônico em termos de operadores fermiônicos devemos levar em consideração a diferença da estatística que cada lado da igualdade deve obedecer.

## Polaritons interagentes:

A interação entre dois excitons depende da distância  $r$  entre eles. Excitons com a mesma orientação do spin total (estado de tripleto) é sempre repulsiva, enquanto que a interação entre dois excitons com orientações opostas (estado de singleto) é repulsiva para  $r$  pequeno e atrativa para  $r$  grande [81], sendo portanto, sua interação determinada pela densidade dos portadores no meio de ganho.

Usando conceitos de “teoria de muitos corpos”, podemos estudar Hamiltonianos contendo termos adicionais de interação além dos termos de partículas livres. Estes termos podem ser interações com fônons, efeitos de spin ou entre partículas. Os efeitos entre partículas podem ser entendidos examinando um Hamiltoniano de muitas partículas do tipo:

$$H = \sum_i H_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} U(r_i - r_j) \quad (\text{B-4})$$

$$H_i = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r)$$

O primeiro termo contém a soma dos Hamiltonianos individuais de todas as partículas. Se as partículas não interagem entre si, o problema se resume em resolver a dinâmica de uma partícula e as propriedades do sistema são dadas pela soma individual de cada uma. O fator  $1/2$  no segundo termo, que descreve a interação entre as partículas, é proporcionado pela dupla somatória que conta cada par duas vezes. Usando a segunda quantização [100, 101] podemos escrever o termo de interação em termos dos operadores

criação e aniquilação, exatamente como no caso de bosons:

$$\begin{aligned}
H &= \sum_{mn} H_{mn} b_m^\dagger b_n^\dagger + \frac{1}{2} \sum_{klmn} U_{klmn} b_k^\dagger b_m^\dagger b_n b_l \quad (\text{B-5}) \\
H_{mn} &= \int dV \phi_n(r)^* \left[ -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m} + U(r) \right] \phi_m(r) \\
U_{klmn} &= \int dV_i \int dV_j \phi_k * (r_i) \phi_l(r_i) U(r_i - r_j) \phi_m * (r_j) \phi_n(r_j)
\end{aligned}$$

A diferença no comportamento dos férmions e bósons está na diferença das relações de comutação entre os operadores. Para o estudo de excitons em sólidos, os estados excitônicos são escritos no formalismo da segunda quantização na base dos estados de Bloch:

$$\psi_{\vec{k},l}(r) = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u_{\vec{k},l}(r). \quad (\text{B-6})$$

Estes estados são identificados pelo vetor de onda na primeira zona de Brillouin  $\vec{k}$  e um índice que identifica a banda  $l$  ( $V$  é o volume de quantização). A função de onda eletrônica de um semiconductor contendo um exciton ( $b_q^\dagger$ ) de vetor de onda  $\vec{q}$  é a superposição de um elétron ( $e_k^\dagger$ ) na banda de condução e um buraco ( $h_k^\dagger$ ) na banda de valência, com vetores de onda  $k$  próximos de zero:

$$|q, n\rangle = b_{q,n}^\dagger |0\rangle = \frac{\Omega!n!}{(\Omega - n)!} \left( \sum_k C_k e_{k+q/2}^\dagger h_{-k+q/2}^\dagger \right)^n |0\rangle \quad (\text{B-7})$$

por simplicidade, tomamos a massa efetiva do elétron sendo igual à massa efetiva do buraco. Neste caso,  $C_k$  é a transformada de Fourier da função de onda do exciton e  $|0\rangle$  é o estado fundamental do semiconductor. O coeficiente  $\Omega!n!/(\Omega - n)!$  corrige a diferença de estatística entre bosons e férmions para a contagem da ocupação de  $n$  excitons em  $\Omega$  estados acessíveis. Uma vez que excitons são estados ligados de dois férmions, eles são considerados bosons à baixas intensidades e esta propriedade é apontada nas relações de comutação para os operadores excitônicos:

$$\begin{aligned}
[b_{q',n'}, b_{q,n}^\dagger] &= \frac{\delta_{q,q'}}{V} \sum_k C_{n'}^*(k) C_n(k) \left( 1 - h_{-k+q/2}^\dagger h_{-k+q/2} - e_{k+q/2}^\dagger e_{k+q/2} \right) \\
&= \delta_{q,q'} [\delta_{n,n'} + \mathcal{O}(Na_o^3/V)] \quad (\text{B-8})
\end{aligned}$$

onde  $N/V$  é a densidade de excitons.

O termo de interação da eq. B-6 possui duas partículas sendo criadas e duas sendo destruídas. Dessa forma, este termo é interpretado como sendo um evento de espalhamento de duas partículas. Uma partícula no estado  $l$  é espalhada para o estado  $k$ , enquanto a outra, no estado  $n$  é espalhada para o estado  $m$ , onde cada índice corre sobre todos os estados possíveis. Existem processos, por exemplo, onde  $k = l$  que descreve um

processo onde uma partícula é espalhada do estado  $n$  para o estado  $m$  enquanto a outra não muda o seu estado. Este termo deve ser analisado com bastante cuidado pois é escrito de forma que os operadores destruição fiquem do lado direito, para eliminar processos onde a partícula possa interagir com ela mesma. Além disso, devemos atentar na ordem dos operadores, pois a relação de anti-comutação entre eles ( $b_n b_l = -b_l b_n$ ) causa uma mudança de sinal.

Como exemplo podemos analisar a expressão  $b_k^\dagger b_l b_m^\dagger b_n$ , pois fazendo  $m = l$  este termo descreveria uma partícula interagindo consigo mesma. Se uma partícula no estado de vácuo  $|0\rangle$  onde todos os valores possíveis para o número de ocupação é  $n_m = 0$ , então  $b_k|0\rangle = 0$  e  $b_\alpha^\dagger|0\rangle = |\alpha\rangle$ . Assim, aplicando o operador interação descrito na eq. B-6, temos:

$$\frac{1}{2} \sum_{klmn} U_{klmn} b_k^\dagger b_m^\dagger b_n b_l b_\alpha^\dagger |0\rangle = 0 \quad (\text{B-9})$$

pois as duas partículas não podem se interagir se há apenas uma partícula no sistema. Entretanto, aplicando a forma incorreta do operador interação:

$$\frac{1}{2} \sum_{klmn} U_{klmn} b_k^\dagger b_l b_m^\dagger b_n b_\alpha^\dagger |0\rangle = \frac{1}{2} \sum_{klmn} U_{klmn} b_k^\dagger |0\rangle \quad (\text{B-10})$$

que é diferente de zero e o termo ( $\alpha = n, l = m$ ) representa uma partícula no estado  $|\alpha\rangle$  interagindo com ela mesma [102].

Considerando a cinética de interação exciton-exciton e desprezando os termos de interação entre os ramos da estrutura de bandas do polariton, obtemos um termo efetivo de caráter repulsivo dos excitons interagentes, dado pela eq. 3.10. O coeficiente  $X_i^4$  na eq. 3.11 indica que a interação polariton-polariton é devido à sua componente excitônica. O coeficiente  $U_o$  é um potencial de curto alcance descrito pela transformada de Fourier do potencial Coulombiano para  $q = 0$ , que no caso bi-dimensional toma a forma indicada no texto [103].

O termo de saturação é originado ao se descrever as equações aproximadas da polarização e da população de polaritons confinadas em uma microcavidade [103]. Para se obter um conjunto fechado de equações diferenciais que descrevam a dinâmica destes estados, toma-se as interações de Coulomb de primeira ordem para os estados  $1s$  do polariton e assim é realizada uma aproximação semi-clássica para o campo eletromagnético. As equações resultantes mostram que no termo de polarização aparecem termos contendo não-linearidades de natureza fermiônica do exciton, uma renormalização da energia cinética dos polaritons, uma interação exciton-exciton dependente do spin e um último devido à saturação do *oscillator strength* [104]. O termo de saturação é interpretado como sendo consequência do princípio de Pauli na interação exciton-exciton [105], pois quando a densidade de saturação de polaritons ( $n_{sat}$ ) é atingida, o *oscillator strength* tende a zero, pois os efeitos de espalhamento entre os portadores são fortemente intensificados e então o potencial de saturação assume a forma apresentada no texto.

---

---

# APÊNDICE C

---

## Publicações:

Lista de publicações proporcionadas pelo estudo dos fenômenos de CQED em microcavidades desde o início do doutorado no segundo semestre de 2004:

- L. M. Moreira, E. A. Cotta *et. al.*, “*Bipolariton laser emission from a GaAs microcavity*”, Solid State Communications, **143**(3), 166 (2007).
- E. A. Cotta and F. M. Matinaga, “*Double crossing behavior in a bistable GaAs microcavity polariton laser*”. Artigo de Conferência a ser publicado em edição especial do Brazilian Journal of Physics. 13<sup>o</sup> Brazilian Workshop of Semiconductor Physics, São Paulo-Brazil (2007).
- E. A. Cotta and F. M. Matinaga, “*Bistability double crossing curve effect in a polariton-laser semiconductor microcavity*”, Phys. Rev. B, **76**, 073308 (2007).
- E. A. Cotta and F. M. Matinaga, “*Bistability and Self-Oscillations effects in a polariton-laser semiconductor microcavity*”, Journal of Physics: Conference Series, Volume 84 (2007). Quantum Optics III, Pucón - Chile (2006).
- E. A. Cotta, *et al.*, “*Exciton-Polariton emission from a resonantly excited GaAs microcavity*”, Braz. J. Phys., **34**(4A), 1473, 2004.

As cópias dos artigos submetidos e publicados encontram-se em anexo.

---

---

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

---

- [1] D. A. B. Miller, C. T. Seaton and S. D. Smith, "Optical Bistability and Transphasor Action in Semiconductors," Proc. SPIE, 236, 435-440, Proc. Soc. Photo-Opt. Instr. Eng. (1980).
- [2] A. Szoke, V. Daneu, J. Goldhar and N. A. Kurnit, Appl. Phys. Lett. 15, 376 (1969).
- [3] Fabrice P. Laussy, *et al.*, Phys. Rev. B, 73, 35315 (2006).
- [4] J. Kasprzak, *et al.*, Nature, 443, 409 (2006).
- [5] RUBO Yuri G., Phys. Status Solidi A, 201(4), 641 (2004).
- [6] Hui Deng, "Dynamic condensation of semiconductor microcavity polaritons", Tese de doutorado, Stanford University (2006).
- [7] D. Porras and C. Tejedor, Phys. Rev. B, 67, 161310 (2003).
- [8] M. Richard, *et al.*, Phys. Rev. B., 72, 201301 (2005).
- [9] H. Deng, G. Weihs, C. Santori, J. Bloch and Y. Yamamoto, Science 298, 199 (2002).
- [10] J. Keeling, P. R. Eastham, M. H. Szymanska and P. B. Littlewood, Phys. Rev. Lett., 93, 226403 (2004).
- [11] F. P. Laussy, G. Malpuech, A. Kavokin and P. Bigenwald, Phys. Rev. Lett., 93, 016402 (2004)
- [12] Y. G. Rubo, F. P. Laussy, G. Malpuech, A. Kavokin and P. Bigenwald, Phys. Rev. Lett., 91, 156403 (2003).
- [13] F. Tassone and Y. Yamamoto, Phys. Rev. A, 62(6), 63809 (2000).
- [14] P. R. Eastham and P. B. Littlewood, Phys. Rev. B, 64, 235101 (2001).
- [15] D. Porras, C. Ciuti, J. J. Baumberg and C. Tejedor, Phys. Rev. B, 66, 085304 (2002).
- [16] M. H. Szymanska, P. B. Littlewood and B. D. Simons, Phys. Rev. A, 68, 13818 (2003).

- [17] I. A. Shelykh *et al.*, Phys. Rev. B 70, 035320, (2004).
- [18] M. D. Martin, G. Aichmayr, L. Viña and R. André, Phys. Rev. Lett., 89, 077402 (2002).
- [19] C. K. Law, H. Pu and N. P. Bigelow, Phys. Rev. Lett., 81, 5257 (1998).
- [20] S. L. McCall, Phys. Rev. A, 9, 1515 (1974).
- [21] H. M. Gibbs, S. L. McCall and T. N. C. Venkatesan, Phys. Rev. Lett., 36, 1135 (1976).
- [22] F. S. Felber and J. H. Marburger, Appl. Phys. Lett., 28, 731 (1976).
- [23] R. Bonifacio and L. A. Lugiato, Opt. Commun., 19, 172 (1976).
- [24] A. A. Kastal'skii, Sou. Phys. Semicond., 7, 645 (1973).
- [25] P. W. Smith and E. H. Turner, Appl. Phys. Lett., 30, 280 (1977).
- [26] E. Garmire, S. D. Allen, J. H. Marburger and C. M. Verber, Opt. Lett., 3, 69 (1978).
- [27] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, A. C. Gossard, A. Passner and W. Wiegman, Appl. Phys. Lett., 35, 451 (1979).
- [28] D. A. B. Miller, S. D. Smith and A. Johnston, Appl. Phys. Lett., 35, 658 (1979).
- [29] A. E. Kaplan, JETP Lett., 24, 114 (1976).
- [30] P. W. Smith, J. P. Hermann, W. J. Tomlinson and P. J. Maloney, Appl. Phys. Lett., 35, 846 (1979).
- [31] J. E. Bjorkholm, P. W. Smith, W. J. Tomlinson and A. E. Kaplan, Opt. Lett., 6, 345 (1981).
- [32] Zeitschrift für Physik, 26, 178 (1924).
- [33] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman and E. A. Cornell, Science, 269, 198 (1995).
- [34] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett., 75, 3969 (1995).
- [35] W. Hänsel, P. Hommelhoff, T. W. Hänsch and J. Reichel, Nature, 413, 498 (2001).
- [36] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann and C. Zimmermann, Phys. Rev. Lett., 87, 230401 (2001).
- [37] George L. Trigg, Eduardo S. Vera, Walter Greulich, "Encyclopedia of Applied Physics", American Institute of Physics, Michigan University (1993).

- [38] M.A. Stroschio, *J. Appl. Phys.* 80, 6864 (1996).
- [39] Ronald L. Greene and K. K. Bajaj, *Phys. Rev. B*, 31(10), 6498 (1985).
- [40] Xing-Fei He, *Phys. Rev. B*, 43(3), 2063 (1991).
- [41] R. L. Greene, K. K. Bajaj and D. E. Phelps, *Phys. Rev. B*, 29(4), 1807 (1984).
- [42] J. J. Hopfield, *Phys. Rev.*, 112, 1555 (1958).
- [43] R. Houdré, C. Weisbuch, R.P. Stanley, U. Oesterle, P. Pellandini, M. Ilegems, *Phys. Rev. Lett.*, 73, 2043 (1994).
- [44] D. M. Whittaker, P. Kinsler, T. A. Fisher, M. S. Skolnick, A. Armitage, A. M. Afshar and J. S. Roberts, *Phys. Rev. Lett.*, 77 4792 (1996).
- [45] E. A. Cotta, "Estudo de efeitos eletrodinâmicos numa microcavidade semicondutora com um poço quântico de GaAs", Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Minas Gerais, Depto. Física, (2004).
- [46] M. San Miguel, Q. Feng and J. V. Moloney, *Phys. Rev. A*, 52(2), 1728 (1995).
- [47] Hyatt M. Gibbs, "Optical Bistability: Controlling Light with Light", Academic Press, Quantum Electronics - Principles and Applications, Orlando (1985).
- [48] M. W. Derstine, H. M. Gibbs, F. A. Hopf and D. L. Kaplan, *Phys. Rev. A*, 27(A), 3200 (1983).
- [49] G. Khitrova et al., *Rev. Mod. Phys.*, 71, 1591 (1999).
- [50] R. Houdré et al., *Phys. Rev. B*, 52, 7810 (1995).
- [51] A. Tredicucci, Y. Chen, V. Pellegrini, M. Börger, and F. Bassani, *Phys. Rev. A*, 54, 3493 (1996).
- [52] J. J. Baumberg, P. G. Savvidis, R. M. Stevenson, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker and J. S. Roberts, *Phys. Rev. B*, 62(24), R16247 (2000).
- [53] C. Ciuti, P. Schwendimann, B. Deveaud, and A. Quattropani, *Phys. Rev. B*, 62, R4825 (2000) and *Phys. Rev. B*, 63, 041303(R) (2001).
- [54] B.G. Sfez, J.L. Oudar, J.C. Michel, R. Kuszelewicz, and R. Azoulay, *Appl. Phys. Lett.*, 57, 324 (1990).
- [55] C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, and P. Schwendimann, *Phys. Rev. B*, 58, 7926 (1998).
- [56] Y. Yamamoto, S. Machida and G. Björk, *Phys. Rev. A*, 44(1), 657 (1991).

- [57] Charles M. Wolfe, Nick Holonyak Jr. and Gregory E. Stillman, "Physical properties of Semiconductors", Prentice-Hall, USA (1989).
- [58] D. M. Whittaker, Phys. Rev. B, 63, 193305 (2001).
- [59] J. Ph. Karr, A. Baas and E. Giacobino, Phys. Rev. A, 69, 063807 (2004).
- [60] C. Richey, K. I. Petsas, E. Giacobino, C. Fabre and L. Lugiato, J. Opt. Soc. Am. B, 12, 456 (1995).
- [61] A. Baas, J. Ph. Kaar, M. Romanelli, A. Bramati and E. Giacobino, Phys. Rev. B, 70, 161307 (2004).
- [62] N. A. Gippius, *et al*, Europhys. Lett., 67, 997 (2004).
- [63] D. M. Whittaker, Phys. Status Solidi C, 2, 733 (2005).
- [64] S. A. Moskalenko and D. W. Snoke, "*Bose-Einstein condensation of excitons and biexcitons*", Cambridge University Press, Cambridge - UK (2000).
- [65] N. N. Bogoliubov, J. Phys. USSR, 11, 23 (1947).
- [66] P. Nozières, "*Some Comments on Bose-Einstein Condensation*", in *Bose-Einstein Condensation*, editado por A. Griffin, D. W. Snoke e A. Stringari, páginas 15-30, Cambridge University Press, Cambridge, U.K. (1995).
- [67] P. Nozières and D. S. James, J. Phys. (Paris), 43, 1133 (1982).
- [68] N. K. Wilkin, J. M. F. Gunn and R. A. Smith, Phys. Rev. Lett., 80(11), 2265 (1998).
- [69] V. Bagnato and D. Kleppner, Phys. Rev. A, 44(11), 7439 (1991).
- [70] W. Ketterle and N. van Druten, Phys. Rev. A, vol. 54(1), 656 (1983).
- [71] D. S. Petrov, M. Holzmann and G. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. Lett., 84(12), 2551 (2000).
- [72] A. J. Leggett, Rev. Mod. Phys., 73(2), 307 (2001).
- [73] L. Pitaevskii and S. Stringari, "Bose-Einstein Condensation", Clarendon Press, Oxford (2003).
- [74] M. H. Szymańska, J. Keeling and P. B. Littlewood, Phys. Rev. Lett., 96(6), 66405 (2006).
- [75] S. Stringari and Lev P. Pitaevskii, "Bose-einstein condensation", Oxford University Press, Oxford, New York (2003).
- [76] Stefan Kundermann, "Coherence properties of microcavity polaritons: from parametric scattering to bose-einstein condensation", Tese de Doutorado, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, França (2006).

- [77] N. A. Gippius *et al.*, Europhys. Lett., 67, 997 (2004).
- [78] N. A. Gippius and S. G. Tikhodeev, J.Phys. - Condensed Matter, 16, S3653 (2004).
- [79] Paul Roger Eastham, “Bose condensation in a model microcavity”, Tese de Doutorado, Robinson College, University of Cambridge (2000).
- [80] G. Panzarini *et al.*, Phys. Rev. B, 59, 5082 (1999).
- [81] Ramkumar, C.; Svirko, Yu.P.; Shimano, R.; Kise, T.; Kuwata-Gonokami and M. Kuwata-Gonokami, “Quantitative study of exciton-exciton polarization interaction in a strongly coupled semiconductor”, CLEO - Lasers and Electro-Optics Conference, 1075 (1999).
- [82] I. A. Shelykh *et al.*, Phys. Rev. Lett., 97, 066402 (2006).
- [83] Yu. G. Rubo *et al.*, Phys. Lett. A, 358, 227 (2006).
- [84] I. A. Shelykh *et al.*, Phys. Rev. Lett., 97, 066402 (2006).
- [85] N. A. Gippius, *et al.*, Phys Rev Lett., 98(23), 236401 (2007).
- [86] I. Shelykh, G. Malpuech, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin and P. Bigenwald, Phys. Rev. B, 70, 115301 (2004).
- [87] P. Renucci *et al.*, Phys. Rev. B 72, 075317 (2005).
- [88] P.W. Smith, “On the physical limits of digital optical switching and logic elements”, Bell Syst. Tech. J., 61, 1975 (1982).
- [89] S. Schmitt-Rink, D. S. Chemla and D. A. B. Miller, Phys. Rev. B, 32 6601 (1985).
- [90] Gibbs, H. M., McCall, S. L., Passner, A., Grossard, A. C., Wiegmann, W. and Venkatesan, T. N. C., IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 108D, (1979).
- [91] Sadao Adachi, “Properties of Aluminium Gallium Arsenide”, Institution of Engineering and Technology, (1993).
- [92] Marc H. Brodsky, A. R. Peaker, “Properties of Gallium Arsenide”, INSPEC, New York, (1990).
- [93] Leandro Malard, “Bipolaritons em uma microcavidade semicondutora”, Dissertação de Mestrado, Universidade Federal de Minas Gerais, Dpto. Física, Belo Horizonte (2006).
- [94] E. A. Cotta, *et al.*, Braz. J. Phys., 34(4A), 1473 (2004).
- [95] L. M. Moreira, E. A. Cotta *et al.*, “Bipolariton laser emission from a GaAs microcavity”, Solid State Communications, DOI:10.1016/j.ssc.2007.04.045 (2007).

- [96] E. Hanamura, J. Phys. Soc. Japan, 37(6), 1545 (1974).
- [97] E. Hanamura, Proc. of the 10th Int. Conf. on the Phys. of Semic., Cambridge, 487 (1970).
- [98] E. Fujita and T. Usui, Prog. Theor. Phys., 23(5), 799 (1960).
- [99] T. Usui, Prog. Theor. Phys., 23(5), 787 (1960).
- [100] Henrik Bruus, Karsten Flensberg, "Many-Body Quantum Theory in Condensed Matter Physics: An Introduction", Oxford University Press (2004).
- [101] G. D. Mahan, "Many-particle physics", Plenum Press (1981).
- [102] H. Haug and S. W. Koch, "Quantum theory of the optical and electronics properties of semiconductors", World Scientific (1993).
- [103] G. Rochart, C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi and A. Quattropani, Phys. Rev. B, 61(20), 13856 (2000).
- [104] R. Houdré, *et al.*, Phys. Rev. B, 52, 7810 (1995).
- [105] G. Rochat *et al.*, Phys. Rev. B, 61(20), 13856 (2000).
- [106] G. Grynberg, A. Aspect and C. Fabre, "Introduction aux Lasers et à l'Optique Quantique", Ellipses, Paris (1997).
- [107] D.T. Pegg and S.M. Barnett, Phys. Rev. A, 39, 1665 (1989).