



Danielle Cristina Teles Ferreira

Rotação Faraday de Éxciton-Polariton em
uma Microcavidade

Belo Horizonte

2016

Danielle Cristina Teles Ferreira

Rotação Faraday de Éxciton-Polariton em uma Microcavidade

Dissertação apresentada ao departamento de Física da UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Física. Área de Concentração: Física da matéria condensada/Fotônica.

Orientador: Prof. Dr. Franklin Massami Martinaga

Minas Gerais

2016

Aos meus amados pais.

*“A crença de que existe apenas uma única verdade e de que se está de posse dela
parece-me ser a raiz de todo mal no mundo. ” Max Born*

Agradecimentos

Gostaria de agradecer primeiramente e acima de tudo a Deus, por esta conquista. E depois por todas as pessoas que tornaram possível a realização deste sonho, seja de forma direta ou indireta. Em especial agradeço ao meu orientador Prof. Dr. Franklin Massami Matinaga pelas discussões sempre produtivas, pela sua grande paciência e disponibilidade e além disso obrigada por me mostrar que às vezes, quando as coisas parecem não dar muito certo, o que falta na realidade é apenas enxergá-las com bons olhos. Aos meus pais Conceição e Geraldo pelo exemplo, incentivo, amor, carinho e dedicação. Ao meus amados irmãos Danilo e Daniel pela amizade. Ao meu grande amor Reinaldo pela paciência, carinho, compreensão e apoio nos momentos em que mais precisei. Aos professores do departamento de física que participaram de maneira efetiva na minha formação. Às bibliotecárias pela eficiência. Às queridas meninas do laboratório Ana, Nayara e Laís pela ajuda nas medidas e pela boa convivência. Ana, obrigada por compartilhar comigo todos os momentos de alegria, crise, ansiedade e empolgação que um mestrado pode proporcionar na vida acadêmica de uma pessoa. Ao Victor e à Marina, estimados colegas que já passaram pelo laboratório e deixaram por lá grande legado e um exemplo a ser seguido. Aos amigos e colegas da pós pelas conversas descontraídas e pela companhia. Aos caros amigos da licenciatura pelas boas risadas. Às estimadas chicas pelos grandes momentos de alegria, em especial à querida chica Rayane, minha predileta amiga de infância. Aos admirados tios(as), Madrinha Luci, Padrinho Zé, Tia Vânia e aos queridos(as) primos(as) pelo carinho, incentivo e compreensão. Às instituições de fomento: CAPES, FAPEMIG e CNPq.

A caminhada continua e o apoio de todos vocês ainda é importante.

Resumo

As microcavidades óticas atraem a atenção da comunidade científica por terem um grande potencial para a aplicação em dispositivos optoeletrônicos de nova geração. Nela é possível inserir um meio de ganho, como um poço quântico simples, que ao interagir com o campo eletromagnético confinado, cria um ambiente propício para formação dos éxcitons-polaritons. Os éxcitons-polaritons, ou apenas polaritons, são uma das mais impressionantes quase-partículas compostas de luz e matéria. Neste trabalho, será mostrado indícios experimentais da rotação Faraday sem a aplicação de um campo magnético externo em microcavidades. Para tanto, será utilizada a técnica de fotoluminescência e realizada uma análise da polarização da luz emitida por uma microcavidade semicondutora com a formação de polaritons.

Palavras-chave: Polaritons, microcavidade, rotação Faraday, fotoluminescência.

Abstract

The optics microcavity attract the attention of the scientific community for due to their large potential for applications in optoelectronic new generation devices. It is possible to insert a gain medium on it, as a simple quantum well, which creates an environment for the formation of exciton polaritons when the exciton interacts with the confined electromagnetic field. The excitons polaritons, or simply polaritons, are one of the most impressive quasiparticles made of light and matter. This work will show experimental evidence of Faraday rotation without the application of external magnetic field in microcavities. In order to achieve this goal, the photoluminescence technique will be employed along with an analysis of the light polarization emitted by a semiconductor microcavity with polaritons formation.

Keywords: Polatitons, microcavity, Faraday rotation, photoluminescence.

Sumário

| | |
|--|-------------|
| Resumo | II |
| Abstract | III |
| Lista de Figuras | VII |
| Lista de Tabelas | VIII |
| 1 Introdução | 1 |
| 2 A microcavidade | 4 |
| 2.1 Cavidade Fabry-Perot | 4 |
| 2.2 Espelhos DBR | 7 |
| 2.3 Microcavidade semicondutora com um poço quântico simples | 12 |
| 3 Polaritons e a rotação Faraday | 15 |
| 3.1 O semicondutor GaAs | 15 |
| 3.1.1 Teoria de banda | 15 |
| 3.1.2 GaAs <i>bulk</i> e sua estrutura de banda | 17 |
| 3.1.3 Poço quântico de GaAs | 19 |
| 3.1.4 Regras de Seleção | 19 |
| 3.2 Éxcitons | 21 |
| 3.3 Polaritons | 24 |
| 3.3.1 O Hamiltoniano do polariton | 24 |
| 3.4 O Efeito Faraday | 29 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 3.4.1 | O efeito Faraday em uma microcavidade | 31 |
| 3.4.2 | Rotação Faraday opticamente induzida | 33 |
| 3.4.3 | Campo extra na direção Z causado pelos polaritons formados pelos buracos leves | 36 |
| 4 | Parte experimental | 42 |
| 4.1 | Fotoluminescência | 42 |
| 4.2 | Amostra | 43 |
| 4.3 | Procedimentos e montagem experimental | 44 |
| 4.4 | Medidas de caracterização | 47 |
| 4.5 | Medindo o efeito Faraday em uma microcavidade | 51 |
| 4.5.1 | Descrição das medidas | 51 |
| 5 | Discussão dos resultados | 57 |
| 5.1 | Medidas <i>off</i> ressonante | 62 |
| 6 | Conclusão | 63 |
| A | Deduções | 65 |
| A.1 | Cálculo das componentes planares dinâmicas do pseudospin do polariton | 65 |
| A.2 | Equação de Liouville-von Neumann | 67 |
| A.3 | Equação de movimento | 67 |
| B | Dados técnicos da amostra | 69 |
| C | Polarização da luz | 70 |
| C.1 | Placa de um quarto de onda | 71 |
| C.2 | Placa de meia onda | 72 |
| | Referências Bibliográficas | 74 |

Lista de Figuras

| | | |
|------|---|----|
| 2.1 | Reflexão e transmissão da luz. | 5 |
| 2.2 | Função de Airy. | 7 |
| 2.3 | Refletividade em função do comprimento de onda. | 8 |
| 2.4 | Geometria dos campos elétricos para a determinação das condições de contorno. | 9 |
| 2.5 | Uma microcavidade do tipo Fabry-Perot com espelhos DBR e um SQW. | 13 |
| 2.6 | Refletividade de uma cavidade do tipo Fabry-Perot. | 13 |
| 3.1 | Variação da energia E de um estado estacionário do elétron em termos da distância R entre dois prótons do íon H_2^+ | 16 |
| 3.2 | Desdobramento dos níveis de energia. | 16 |
| 3.3 | Dispersão da energia para o GaAs <i>bulk</i> | 18 |
| 3.4 | Dispersão da energia para o GaAs 2D. | 20 |
| 3.5 | Transições permitidas entre bandas para o GaAs. | 21 |
| 3.6 | Microcavidade semicondutora de GaAs. | 24 |
| 3.7 | O vetor de onda da luz incidente na microcavidade. | 25 |
| 3.8 | Dispersão dos polaritons em função do <i>detuning</i> | 28 |
| 3.9 | Sentido da rotação do plano de polarização. | 30 |
| 3.10 | Tabela com os coeficientes de Clebsch-Gordan. | 39 |
| 3.11 | Campos magnéticos efetivos que favorecem o efeito Faraday. | 41 |
| 4.1 | a) Vista lateral (espessura) da amostra. b) Vista em perspectiva da amostra. | 44 |

| | | |
|------|--|----|
| 4.2 | Montagem experimental usada para realização das medidas de fotoluminescência. | 46 |
| 4.3 | Curvas de dispersão e de ganho. | 46 |
| 4.4 | Placa de cobre onde foi colada a microcavidade | 48 |
| 4.5 | Variação da intensidade em função da potência de bombeamento para luz incidente linearmente polarizada (LP). | 49 |
| 4.6 | Variação da intensidade em função da potência de bombeamento para luz incidente linearmente polarizada (CP). | 49 |
| 4.7 | Montagem para aquisição da curva de reflectância. | 50 |
| 4.8 | Curva de reflectividade em função do comprimento de onda para vários pontos na amostra (P1, P2, P3...). | 51 |
| 4.9 | Gráfico de intensidade por ângulo. | 53 |
| 4.10 | Espectro. | 53 |
| 4.11 | Variação do ângulo máximo e do grau de polarização em função da potência. O bombeamento foi feito usando luz LP. | 54 |
| 4.12 | Variação do ângulo máximo e do grau de polarização em função da potência. O bombeamento foi feito usando luz CP. | 55 |
| 4.13 | Fluxograma da dinâmica de coleta de dados para medidas de efeito Faraday. | 56 |
| 5.1 | Variação do ângulo de rotação do plano de polarização em função do comprimento de onda. | 61 |
| C.1 | Luz circularmente polarizada obtida através de uma placa de um quarto de onda. | 72 |
| C.2 | Rotação da polarização por uma placa meia de onda. | 73 |

Lista de Tabelas

| | | |
|-----|---|----|
| 5.1 | Resumo dos resultados encontrados | 61 |
| B.1 | Dados técnicos da amostra | 69 |

Capítulo 1

Introdução

Uma grande variedade de intrigantes fenômenos ópticos pode ocorrer devido ao confinamento de éxcitons em estruturas de estado sólido tais como microcavidades [1, 2]. Além disso, as microcavidades podem ser empregadas como base para a construção de diversos dispositivos optoeletrônicos como lasers e há a perspectiva para que futuramente sejam construído dispositivos a base de polaritons confinados em microcavidades. Os polaritons são conhecidos por manter a coerência temporal mesmo diante de processos de relaxação na energia e no momento, por isso há uma alta potencialidade de aplicação de microcavidades, com a formação de polaritons, como por exemplo em elementos de memória para óptica quântica [3].

Uma microcavidade é formada por dois espelhos de alta reflectância separados por uma distância de alguns micrômetro. Os espelhos utilizados na construção da microcavidade estudada nesse trabalho são espelhos DBR (*Distributed Bragg Reflector*). Eles são fabricados de modo a haver um máximo de refletividade para uma certa faixa de comprimento de onda. Para tanto, eles devem ser constituídos de pares alternados de semicondutores com diferentes índices de refração.

Ao construir a microcavidade e então traçar a curva de reflectividade em função do comprimento de onda, que pode ser calculada via método da matriz de transferência, para um comprimento de onda muito específico, há um mínimo de refletividade (do inglês *dip*). No caso da microcavidade estudada aqui, o comprimento de onda que

corresponde ao *dip* é 800 nm. Esse é o comprimento de onda da ressonância da cavidade. O *dip* permite que a luz incidente de mesmo comprimento de onda (800 nm) fique aprisionada dentro da heteroestrutura. O confinamento forma um padrão de onda estacionária de modo que a posição de anti-nó fique exatamente no centro da microcavidade e é nessa posição que é inserido um poço quântico simples, para o caso da amostra tratada neste trabalho. A engenharia da microcavidade é feita para que o comprimento de onda da ressonância da microcavidade coincida exatamente com o *gap* do material que é fabricado o poço quântico. O poço quântico da microcavidade utilizada neste trabalho consiste de uma camada de 100 Å de GaAs.

Quando um elétron é excitado da banda de valência para a banda de condução ele deixa um buraco de carga positiva na banda de valência. Devido a atração coulombiana é formado um estado ligado conhecido como éxciton. Se há o acoplamento do éxciton com um fóton, que circula dentro da microcavidade, de mesma energia é gerado um estado bosônico denominado éxciton-polariton, mas que neste trabalho será tratado apenas como polariton. O regime de acoplamento forte entre o éxciton e o fóton resulta na divisão do modo normal do sistema conhecido, do inglês, como *upper* e *lower* polariton. Tal regime é caracterizado por uma curva com dois ramos que não se cruzam (do inglês, curva de *anticrossing*). O estado de polariton pode ser criado com mais facilidade caso a energia do éxciton seja bem próxima da energia de um fóton confinado da cavidade. A diferença de energia entre o éxciton e o fóton é a grandeza definida como desintonia (do inglês *detuning*).

O polariton é parte luz e parte matéria. Quando os polaritons são criados eles herdam as propriedades de spin da luz, logo é atribuído a eles o spin ± 1 , em unidades de \hbar . Essas entidades podem ser tratadas como um sistema de dois níveis. Se há um desequilíbrio de população de polaritons com spin para cima e para baixo é induzido um campo magnético perpendicular ao plano do poço quântico. Existe, também, um campo magnético induzido na mesma direção pelos buracos leves devido à interação spin órbita [4]. Quando a luz propaga na direção de um campo magnético, seja ele efetivo ou externo, pode ocorrer uma rotação do plano de polarização da luz emitida.

E tal rotação é conhecida como rotação Faraday.

A rotação Faraday em cavidades tem sido amplamente estudada e discutida ao longo das últimas décadas. Tal interesse se deve ao fato que o efeito da rotação Faraday pode ser acumulado e conseqüentemente amplificado devido ao grande número de passagens feitas pela luz confinada dentro do ambiente da microcavidade. Há trabalhos teóricos e experimentais na literatura que mostram que a rotação Faraday pode ser observada na ausência de campo magnético [5, 6, 7, 8]. Alguns trabalhos descrevem a rotação Faraday para cavidades assimétricas [9, 10] e outros para cavidades com múltiplos poços quânticos [11]. Na maioria desses trabalhos, são estudadas microcavidades com o confinamento de elétrons que podem ser tratados como um sistema de dois níveis.

Este trabalho pioneiro, tem como objetivo realizar um estudo do efeito Faraday opticamente induzido gerado por polaritons, que são formados por buracos leves, no ambiente de uma microcavidade semicondutora. Para tanto, serão realizados experimentos utilizando a técnica de fotoluminescências a fim de analisar a polarização da luz emitida na direção normal à cavidade.

Capítulo 2

A microcavidade

2.1 Cavidade Fabry-Perot

A microcavidade semicondutora, objeto de estudo deste trabalho, apresenta as características de um ressonador Fabry-Perot. Esse ressonador consiste em dois espelhos paralelos e parcialmente refletivos separados por uma distância d [12]. Entre os espelhos pode haver um material dielétrico, semicondutor ou até mesmo vácuo. Esse dispositivo concebido por C. Fabry e A. Perot em 1899, emprega a interferência entre múltiplos feixes para produzir um grande número de feixes mutuamente coerentes [13]. A figura 2.1 mostra o caminho de um raio de luz em uma cavidade Fabry-Perot. Como é possível ver na figura (2.1), quando a luz, cuja amplitude do campo elétrico é E_0 , incide no espelho semirefletor, parte da onda eletromagnética é refletida, com um coeficiente de reflexão r , e parte é transmitida, com um coeficiente de transmissão t . Posteriormente, o campo eletromagnético incide no outro espelho, e novamente parte da onda é transmitida e parte é refletida com os respectivos coeficientes de transmissão e reflexão. Esse processo acontece inúmeras vezes.

Há uma diferença de caminho entre duas sucessivas ondas transmitidas. Essa diferença de caminho é dada por $2d\cos\theta$. Considerando que a onda se propaga no

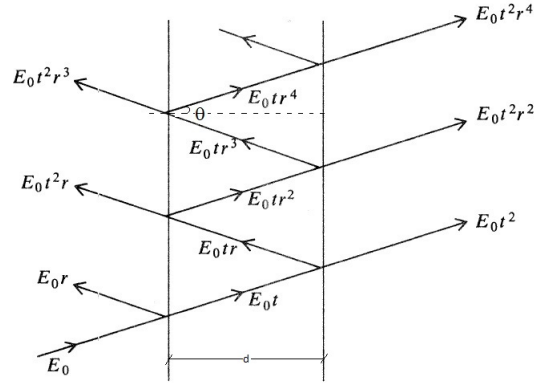


Figura 2.1: Reflexão e transmissão da luz em uma cavidade. Imagem retirada da referência [13].

vácuo, a diferença de caminho fornece uma diferença de fase dada por:

$$\delta = 2kd \cos \theta \quad (2.1)$$

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} nd \cos \theta \quad (2.2)$$

onde n é o índice de refração do meio e λ_0 é o comprimento de onda no vácuo e k é o módulo do vetor de onda.

Há também uma diferença de fase δ_r proveniente da reflexão da onda eletromagnética sobre a interface refletora. O valor atribuído a δ_r depende da diferença dos índices de refração do meio externo e do material entre os espelhos. Sendo assim a diferença total de fase é:

$$\Delta = \delta + \delta_r. \quad (2.3)$$

Levando em conta a diferença total de fase, o coeficiente de reflexão pode ser escrito como:

$$r = |r|e^{\frac{i\Delta}{2}}. \quad (2.4)$$

Pelo princípio da superposição, a amplitude do campo total transmitido é dado por uma série geométrica:

$$E_T = E_0 t^2 + E_0 t^2 r^2 e^{i\Delta} + E_0 t^2 r^4 e^{2i\Delta} + E_0 t^2 r^6 e^{3i\Delta} + \dots \quad (2.5)$$

a razão dessa série é $q = r^2 e^{i\Delta}$. Como $|q| < 1$ (pois r é sempre menor que um por

definição) essa série converge. Logo, a soma vale:

$$E_T = \frac{E_0 t^2}{1 - r^2 e^{i\Delta}}. \quad (2.6)$$

A intensidade da luz transmitida é dada por:

$$I_T = |E_T|^2 \quad (2.7)$$

$$I_T = \frac{|E_0|^2 |t|^4}{|1 - r^2 e^{i\Delta}|^2} \quad (2.8)$$

sabendo que a intensidade da luz incidente é:

$$I_0 = |E_0|^2 \quad (2.9)$$

e que a refletância R e transmitância T são definidas como:

$$T = |t|^2 = t^* t \quad (2.10)$$

$$R = |r|^2 = r^* r \quad (2.11)$$

Então:

$$I_T = \frac{I_0 T^2}{|1 - R e^{i\Delta}|^2} \quad (2.12)$$

Desenvolvendo o denominador da equação acima obtém-se:

$$I_T = I_0 \frac{T^2}{1 + R^2 - 2R \cos \Delta} \quad (2.13)$$

colocando o termo $(1 - R)^2$ em evidência no denominador da equação acima, encontra-se:

$$I_T = I_0 \frac{T^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{\left[1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{\Delta}{2}\right)\right]}. \quad (2.14)$$

Definindo:

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (2.15)$$

como o coeficiente de Finesse, que está associado ao tempo de vida do fóton na cavidade [12], é possível reescrever a equação (2.14) da seguinte forma:

$$I_T = I_0 \frac{T^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{\left[1 + F \sin^2\left(\frac{\Delta}{2}\right)\right]} \quad (2.16)$$

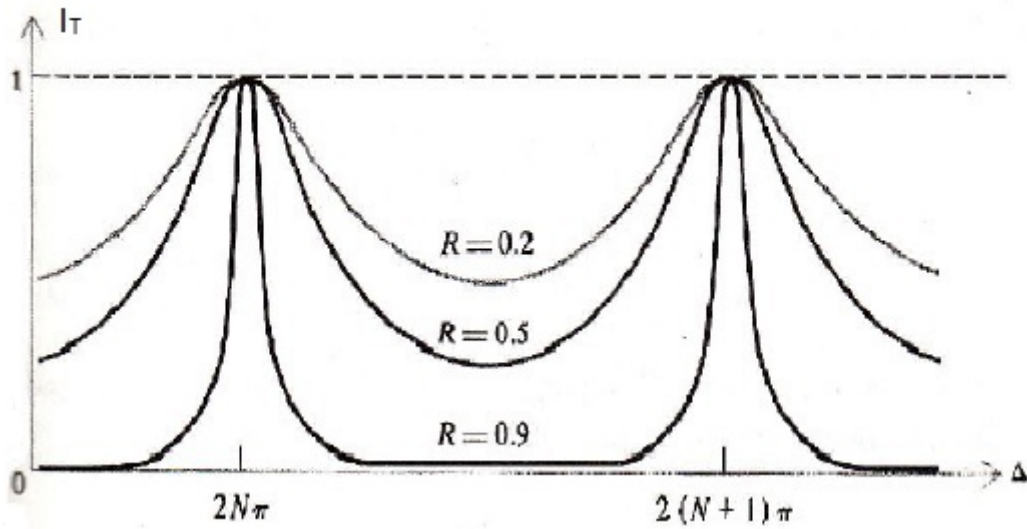


Figura 2.2: Função de Airy. Imagem retirada da referência [13].

O último termo dessa expressão, que é:

$$\frac{1}{[1 + F \sin^2(\frac{\Delta}{2})]} \quad (2.17)$$

é conhecido como função de Airy. O esboço dessa função pode ser visto na figura (2.2).

Essa é uma função periódica que apresenta valores de transmissão para $\Delta = 2\pi, 4\pi, 6\pi, \dots$. Como Δ está relacionado com λ_0 , então há transmissão máxima apenas para alguns modos eletromagnéticos em um ressonador Fabry-Perot.

2.2 Espelhos DBR

As interfaces refletoras de uma cavidade do tipo Fabry-Perot podem ser constituídas de espelhos DBR. Esses espelhos são heteroestruturas construídas por pares alternados de diferentes semicondutores com diferentes índices de refração. Esses pares são dispostos periodicamente. A principal característica dos espelhos DBR é que para uma determinada faixa espectral, denominada *stop band*, a refletância é alta. No caso dos espelhos que compõem a microcavidade estudada nesta dissertação, na *stop band* a refletância é superior a 99%, como pode ser visto na figura (2.3). A refletância

apresenta uma faixa que é máxima e que diminui em um padrão oscilatório ao lado da *stop band*.

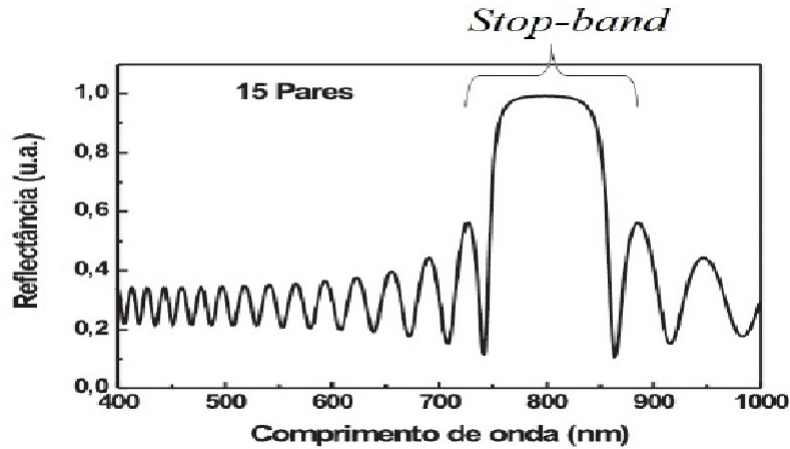


Figura 2.3: Refletividade em função do comprimento de onda. Imagem retirada da referência [14].

A refletividade elevada é alcançada graças à interferência construtiva das ondas eletromagnéticas refletidas [15]. Para haver interferência construtiva a espessura de cada camada deve ser:

$$l = \frac{\lambda_0}{4n} \quad (2.18)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda localizado no centro da *stop band* e n é o índice de refração de cada camada. O cálculo da curva de refletância em função do comprimento de onda é realizado utilizando o método da matriz de transferência. Para tanto, será inicialmente considerada a situação em que há três meios diferentes com os seguintes índices de refração n_0 , n_1 e n_T . O campo elétrico de amplitude E_0 incide no meio com índice de refração n_1 , então o campo refletido é E'_0 e o campo transmitido é E_1 . Em seguida, o campo E_1 incide no meio com índice de refração n_T . Logo, o campo transmitido é E_T e o que foi refletido é E'_1 . Essa situação está representada na figura (2.4).

As equações que regem o comportamento de ondas eletromagnéticas são as equações de Maxwell. Elas constituem um conjunto de quatro equações acopladas que

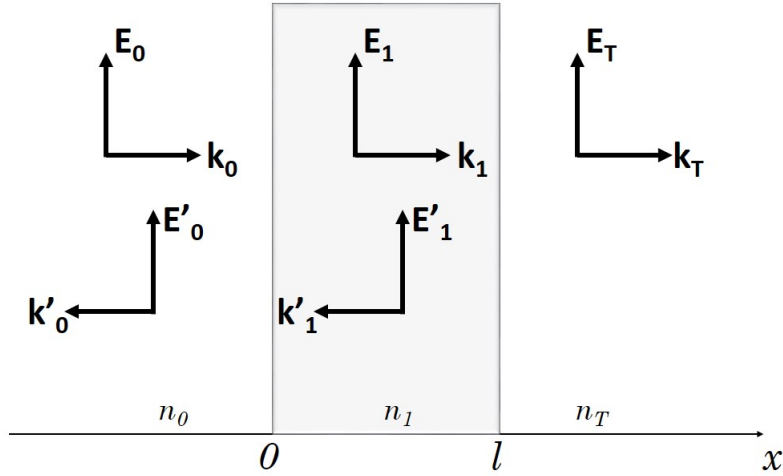


Figura 2.4: Geometria dos campos elétricos para a determinação das condições de contorno.

admitem soluções em ondas planas:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.19)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}. \quad (2.20)$$

Para esse tipo de solução (solução em ondas planas) e na ausência de fontes, essas equações podem ser escritas como [13]:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \mu \omega \vec{H} \quad (2.21)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\epsilon \omega \vec{E} \quad (2.22)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.23)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.24)$$

Essa solução é aceitável uma vez que os modos da cavidade podem ser expandidos em ondas planas. Segue de (2.22) a relação entre os módulos de \vec{E} e \vec{H} :

$$Hk = \omega \epsilon E. \quad (2.25)$$

Usando que

$$\omega = kv \quad (2.26)$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \quad (2.27)$$

de (2.25), tem-se que

$$H = \frac{n}{Z_0} E \quad (2.28)$$

onde

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}. \quad (2.29)$$

De modo que ε_0 é a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética é μ_0 . As condições de contorno impõem que o campo eletromagnético seja contínuo nas interfaces. Aplicando essa condição de contorno na primeira interface para o módulo do campo elétrico, obtém-se:

$$E_0 + E'_0 = E_1 + E'_1 \quad (2.30)$$

aplicando, agora, para o módulo do campo magnético:

$$H_0 - H'_0 = H_1 - H'_1. \quad (2.31)$$

Utilizando (2.28), é possível reescrever (2.31) como:

$$n_0 E_0 - n_0 E'_0 = n_1 E_1 - n_1 E'_1. \quad (2.32)$$

Analogamente, da condição de continuidade para a segunda interface, encontra-se:

$$E_1 e^{ikl} + E'_1 e^{-ikl} = E_T \quad (2.33)$$

$$n_1 E_1 e^{ikl} - n_1 E'_1 e^{-ikl} = n_T E_T. \quad (2.34)$$

Multiplicando (2.33) por n_1 e somando o resultado com (2.34), chega-se em:

$$E_1 = \frac{E_T}{2} e^{-ikl} \left(1 + \frac{n_T}{n_1}\right) \quad (2.35)$$

substituindo esse resultado em (2.34):

$$E'_1 = \frac{E_T}{2} e^{ikl} \left(1 - \frac{n_T}{n_1}\right) \quad (2.36)$$

portanto:

$$E'_1 + E_1 = E_T \left[\cos(kl) - i \frac{n_T}{n_1} \sin(kl) \right] \quad (2.37)$$

$$E_1 - E'_1 = E_T \left[-i \sin(kl) + \frac{n_T}{n_1} \cos(kl) \right]. \quad (2.38)$$

Substituindo as equações (2.37) e (2.38) em (2.30) e (2.32), encontra-se:

$$1 + \frac{E'_0}{E_0} = \left[\cos(kl) - i \frac{n_T}{n_1} \sin(kl) \right] \frac{E_T}{E_0} \quad (2.39)$$

$$n_0 - n_0 \frac{E'_0}{E_0} = [-in_1 \sin(kl) + n_T \cos(kl)] \frac{E_T}{E_0} \quad (2.40)$$

na forma matricial:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_0 \end{pmatrix} \frac{E'_0}{E_0} = \begin{pmatrix} \cos(kl) & \frac{-i}{n_1} \sin(kl) \\ -in_1 \sin(kl) & \cos(kl) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} \frac{E_T}{E_0} \quad (2.41)$$

definindo o coeficiente de transmissão t :

$$t = \frac{E_T}{E_0} \quad (2.42)$$

o coeficiente de reflexão r :

$$r = \frac{E'_0}{E_0} \quad (2.43)$$

e a matriz de transferência M :

$$M = \begin{pmatrix} \cos(kl) & \frac{-i}{n_1} \sin(kl) \\ -in_1 \sin(kl) & \cos(kl) \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

então, a relação (2.41) será escrita da seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_0 \end{pmatrix} r = M \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} t. \quad (2.45)$$

No caso em que haja N camadas com diferentes índices de refração, a expressão (2.45) será:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ n_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -n_0 \end{pmatrix} r = M_1 M_2 \dots M_N \begin{pmatrix} 1 \\ n_T \end{pmatrix} t \quad (2.46)$$

onde

$$M_1 M_2 \dots M_N = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (2.47)$$

que é a matriz de transferência para N filmes. Substituindo (2.47) em (2.46), chega-se em uma expressão para t e r :

$$t = \frac{2n_0}{An_0 + Bn_T n_0 + C + Dn_T} \quad (2.48)$$

$$r = \frac{An_0 + Bn_T n_0 - C - Dn_T}{An_0 + Bn_T n_0 + C + Dn_T}. \quad (2.49)$$

Conhecendo a espessura e o índice de refração de cada camada é possível calcular a curva de refletância ($R = |r|^2$) e transmitância ($T = |t|^2$) para o espelho DBR. Esses cálculos foram realizados no trabalho da referência [14]. Nele verificou-se que quanto mais pares de camadas, maior a refletância do espelho. Caso a incidência da luz não for normal, deve-se levar em conta essa modificação no cálculo da matriz de transferência.

2.3 Microcavidade semicondutora com um poço quântico simples

A microcavidade estudada nesse trabalho é uma cavidade do tipo Fabry-Perot com o tamanho na ordem de alguns micrômetros. Essa estrutura é crescida utilizando a técnica MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) [16, 17]. O MBE é uma técnica sofisticada de evaporação a vácuo que permite produzir estruturas semicondutoras com alto fator de qualidade associado a cada modo da microcavidade [15]. O fator de qualidade pode ser calculado por:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_0}, \quad (2.50)$$

onde $\Delta\omega_0$ é a largura de linha. Quanto maior o fator de qualidade (também conhecido como *cavity-Q*), maior o tempo de vida dos fótons na microcavidade. Em uma microcavidade ideal o *cavity-Q* deve tender a infinito. Porém, para uma microcavidade real, um alto *cavity-Q* é da ordem de alguns milhares.

A microcavidade consiste de dois espelhos DBR paralelos. Eles são separados por uma distância de algum múltiplo de $\frac{\lambda_0}{n}$, onde λ_0 é o comprimento de onda de ressonância no vácuo e n é o índice de refração da região entre os espelhos que pode ser preenchida com um material semicondutor. Essa região é conhecida como camada espaçadora. A figura (2.5) mostra uma microcavidade do tipo Fabry-Perot com espelhos DBR e um poço quântico simples (do inglês *single quantum well*, SQW).

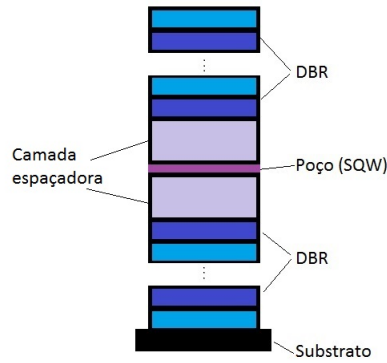


Figura 2.5: Uma microcavidade do tipo Fabry-Perot com espelhos DBR e um SQW.

Ao resolver essa estrutura por meio do método da matriz de transferência, observa-se uma região de baixa refletividade, denominada *dip*, bem no centro da *stop band*. A baixa refletividade acontece para uma determinada frequência ω (ou um comprimento de onda), como pode ser visto na figura (2.6).

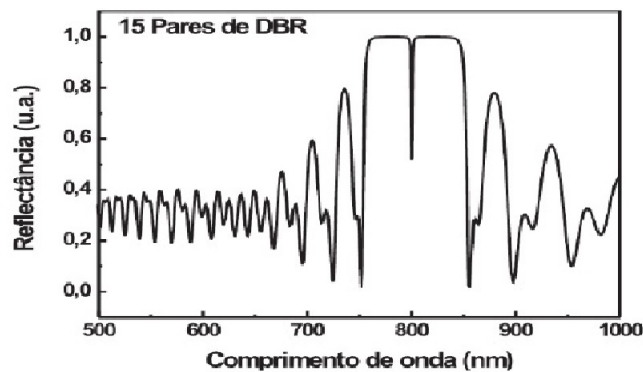


Figura 2.6: Refletividade de uma cavidade do tipo Fabry-Perot. Imagem retirada da referência [14].

Essa frequência ω deve coincidir teoricamente com a frequência de transmissão ω_0 de uma cavidade Fabry-Perot (vide figura (2.2)).

A refletividade mínima na região do *dip* permite o confinamento de um modo do campo eletromagnético incidente que sofre múltiplas reflexões e eventualmente pode escapar da cavidade. Portanto, o campo eletromagnético entra em ressonância com o modo normal da cavidade, gerando um antinó bem no centro dela. É exatamente nessa posição que é crescido um poço quântico de aproximadamente 100 Å.

A microcavidade é fabricada de maneira que à energia correspondente a frequência

de ressonância coincida com o gap do material do poço quântico. Isso possibilita a formação de estados ligados como os éxcitons, que serão tratados no próximo capítulo.

Capítulo 3

Polaritons e a rotação Faraday

3.1 O semicondutor GaAs

O poço quântico que foi crescido no centro da microcavidade estudada neste trabalho é composto do semicondutor Arseneto de Gálio. O poço quântico tem 100 Å de espessura localizando-se entre duas camadas de $Al_{0,30}Ga_{0,70}As$. Por isso, é importante destacar algumas características do GaAs.

Nesta seção será realizada uma breve discussão conceitual do surgimento das bandas em sólidos, em seguida, será discutida a estrutura de bandas de energia do GaAs *bulk*, as alterações na estrutura de banda do GaAs no caso bidimensional e por fim as regras de seleção nas transições interbandas.

3.1.1 Teoria de banda

Quando muitos átomos são aproximados em um sólido, percebe-se que a presença de átomos vizinhos modifica as propriedades dos mesmos. Para compreender o que acontece com os elétrons em um sólido, a priori, considere dois átomos idênticos inicialmente distantes. Todos os níveis de energia desse sistema tem dupla degenerescência de troca. Quando os átomos estão bem afastados, as duas autofunções tem a mesma energia. Mas quando os átomos são aproximados essa degenerescência é removida,

pois as autofunções dos átomos se superpõem e um dado nível de energia é desdobrado em dois níveis de energia distintos dependendo da distância existente entre os átomos (vide figura (3.1)). Já no caso de sólido com N átomos, cada nível de energia degenerado se desdobra em N níveis de energia. Assim, quanto maior for o número de átomos do sistema maior será o número de subníveis contidos no mesmo conjunto desdobrado para uma determinada distância entre os átomos. A figura (3.2) mostra os níveis de energia desdobrados para um potencial composto de seis átomos do mesmo tipo regularmente espaçados.

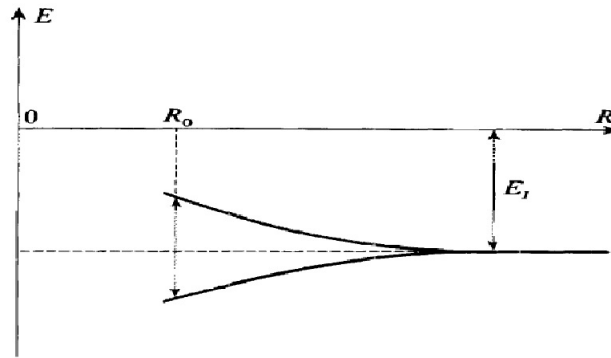


Figura 3.1: Variação da energia E de um estado estacionário do elétron em termos da distância R entre dois prótons do íon H_2^+ . A medida que R diminui a degenerescência é removida. Imagem retirada da referência [18].

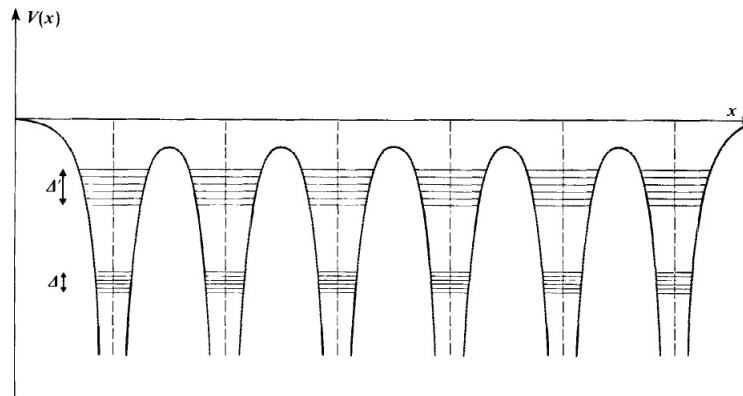


Figura 3.2: Quanto mais átomos há, mais níveis de energia são desdobrados. Imagem retirada da referência [18].

Portanto os níveis eletrônicos nos átomos individuais formam bandas de energia

praticamente contínuas nos sólidos cristalinos onde muitos de átomos são reunidos em uma estrutura periódica e recorrente. Por isso, aproxima-se o potencial no qual os elétrons estão sujeitos como sendo periódico:

$$V(\vec{r} + \vec{R}) = V(\vec{r}) \quad (3.1)$$

onde \vec{R} é um vetor da rede. Com isso e à luz do teorema de Bloch, é possível encontrar a função de onda do elétron [19, 20, 21].

Algumas das bandas de energia são regiões proibidas, uma vez que, não possuem níveis de energia acessíveis aos elétrons. Elas são conhecidas como lacunas de energia ou simplesmente *gap*. Entre a banda de condução e a banda de valência existe um *gap* de energia. A banda de condução é a última banda de energias permitidas e logo abaixo dela existe a banda de valência. A principal diferença entre isolantes, condutores e semicondutores é a energia de *gap*. Para os semicondutores o *gap* varia entre 0 e 3 eV. Nos isolantes o *gap* é maior que 3 eV. Já os metais tem *gap* zero. O *gap* do GaAs é 1,42 eV a 300 K, o que o torna um semicondutor [22, 23].

Nos semicondutores a banda de valência está completamente preenchida e a banda de condução está vazia a $T = 0 K$. Isso significa que a essa temperatura, o nível de Fermi se encontra entre a banda de valência e a banda de condução. Por isso, para um elétron ser promovido para a banda de condução é necessário fornecer a ele uma energia maior ou igual ao *gap* do material. Quando isso acontece, a ausência de carga deixada na banda de valência é denominada buraco. Para todos os efeitos o buraco tem carga contrária ao do elétron.

3.1.2 GaAs *bulk* e sua estrutura de banda

A estrutura de banda de um material ou a sua curva de dispersão de energia, nada mais é do que o gráfico da energia do elétron em função do seu vetor de onda \vec{k} . Para o cálculo da estrutura de banda podem ser empregados vários métodos, como *Tight-Binding*, pseudovetor ou o método $\vec{k} \cdot \vec{p}$ [24].

O GaAs é um semicondutor de *gap* direto, o que significa que o topo da banda de

valência e o vale da banda de condução coincidem para um mesmo valor de \vec{k} . Próximo a esse ponto, que também é a origem das zonas de Brillouin, a curva de dispersão é aproximadamente parabólica. Quando é considerada a interação spin-orbita há uma quebra de degenerescência na banda de valência que dá origem a uma sub-banda: *Split-off* (SO). Na banda de valência há também os ramos dos buracos pesados (do inglês *heavy holes*-HH) e dos buracos leves (do inglês *light holes*-LH). Esses ramos são degenerados em energia para $\vec{k} = 0$. A figura (3.3) mostra a dispersão de energia para GaAs próximos a $\vec{k} = 0$ se as bandas são consideradas como parabólicas.

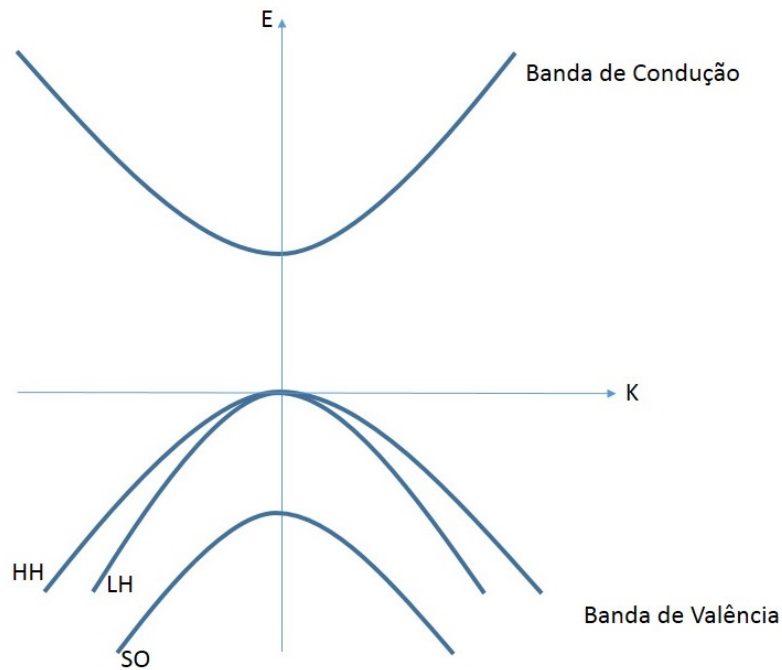


Figura 3.3: Dispersão da energia para o GaAs *bulk*.

Como é possível perceber pela figura (3.3) os ramos dos buracos leves e buracos pesados apresentam uma curvatura diferente o que implica que eles possuem massas efetivas diferentes, pois a massa de uma partícula é inversamente proporcional à curvatura da relação de dispersão [25].

Em $\vec{k} = 0$, observa-se também que os buracos HH e LH diferem da energia dos SO por 0,35 eV [24].

3.1.3 Poço quântico de GaAs

A principal característica de um poço quântico é a capacidade de restringir o movimento de uma partícula em apenas duas dimensões. O confinamento é realizado através da criação de barreiras de potencial que são obtidas crescendo o GaAs entre duas camadas de um material com um *gap* maior como por exemplo o $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$. No entanto, devido ao confinamento, a estrutura de banda do GaAs não é preservada. Os novos níveis de energia na banda de valência e condução podem ser calculados. Para isso, é usado a aproximação da função de onda envelope seguida pela aproximação de um poço quântico finito que envolve usar as condições de contorno que estabelecem que a função de onda deve ser contínua, assim como sua derivada, dentro e fora do poço [26].

Já no confinamento de buracos no poço quântico assume-se que o acoplamento spin-orbita é tão grande que, para todos os efeitos discutidos aqui, somente as bandas HH e LH são consideradas [27]. Então, a curva de dispersão pode ser calculada a partir do hamiltoniano de Luttinger no qual o confinamento do potencial deve ser considerado. Esses cálculos fogem do escopo desse trabalho, contudo, eles mostram que o confinamento implica em uma quebra de degenerescência no centro da zona de Brillouin. Isso pode ser visualizado na figura (3.4).

3.1.4 Regras de Seleção

O GaAs é um semicondutor binário proveniente dos grupos $III - V$. Para os elementos que compõem esse semicondutor os elétrons de valência mais externa correspondem àqueles dos orbitais-P e orbitais-S. Então, os elétrons da banda de valência e da banda de condução guardam as características desses orbitais ainda que eles sejam elétrons livres de Bloch [24]. Portanto, para a banda de valência, que vem do orbital P, $l = 1$. Como o spin do elétron só pode assumir valores $S = \pm \frac{1}{2}$ (em unidades de \hbar) o momento angular total é $J = \frac{3}{2}$ ou $J = \frac{1}{2}$. No caso de $J = \frac{3}{2}$, a projeção do momento angular total no eixo Z é $m = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}$. Já se $J = \frac{1}{2}$, então $m = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$.

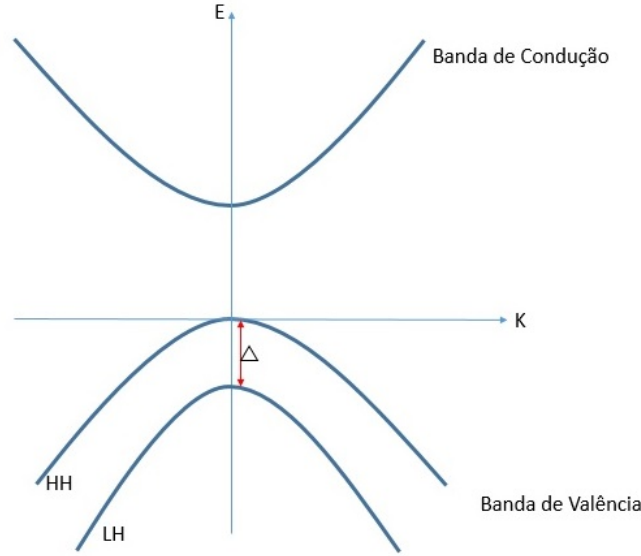


Figura 3.4: Dispersão da energia para o GaAs 2D.

Há, portanto, três possíveis estados na banda de valência:

$$|\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}\rangle \quad (3.2)$$

$$|\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle \quad (3.3)$$

$$|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle \quad (3.4)$$

Cada um deles está associado a um ramo da banda de valência. O primeiro está associado aos HH (3.2), o segundo aos LH (3.3) e o terceiro ao SO (3.4). Já a banda de condução está relacionada ao orbital S, logo $l=0$. Assim, $J = \frac{1}{2}$ e $m = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$, logo para banda de condução há o seguinte estado:

$$|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle \quad (3.5)$$

Como pode-se perceber os ramos HH, LH, SO e a banda de condução são duplamente degenerados em spin devido o termo $\pm\frac{1}{2}$.

Para as transições entre bandas vale a seguinte regra:

$$\Delta m = m_{final} - m_{inicial} = 0, \pm 1 \quad (3.6)$$

O momento angular em uma transição óptica é conservado. Assim, o momento angular do fóton é igual à diferença dos momentos angulares para os quais acontecem

as transições, ou seja, o momento angular do fóton é 0 ou ± 1 . Os fótons polarizados linearmente tem momento zero. Os fótons polarizados circularmente à esquerda tem momento $\sigma^+ = +1$ e fótons polarizados circularmente à direita tem momento $\sigma^- = -1$. As possíveis transições entre bandas para os buracos leves e pesados são apresentadas na figura (3.5).

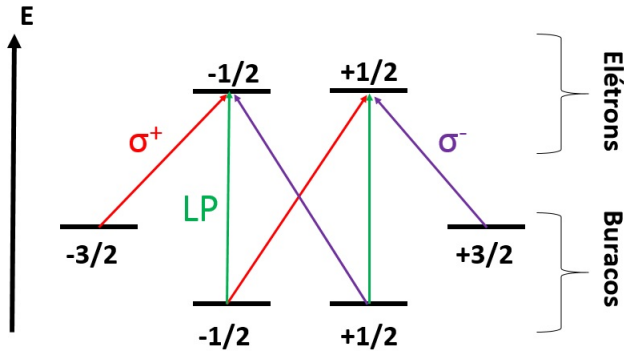


Figura 3.5: Transições permitidas entre bandas para o GaAs.

3.2 Éxcitons

Quando um elétron é promovido da banda de valência para a banda de condução ele deixa uma ausência de carga negativa conhecida como buraco. Devido a atração coulombiana entre o elétron e o buraco há a formação de um estado ligado conhecido como éxciton. Na literatura, há a descrição de dois tipos de éxcitons. Aqueles com energia de ligação da ordem de algumas centenas de meV são conhecidos como éxcitons de Frenkel. Eles são mais comuns em cristais moleculares orgânicos e também em cristais contendo impurezas. Já os éxcitons de Wannier-Mott tem poucos meV de energia de ligação uma vez que são separados por uma distância maior comparada com os parâmetros de rede. Os éxcitons de Wannier-Mott são encontrados em materiais semicondutores. É possível encontrar a curva de dispersão da energia deles para o material *bulk* utilizando a aproximação da massa efetiva e considerando as bandas de condução e de valência como parabólicas. A aproximação da massa efetiva leva em conta apenas o potencial de interação coulombiana. Tanto os elétrons quanto os

buracos são considerados partículas livres com massas efetivas diferentes, uma vez que, essa depende apenas das características da banda onde situa-se o portador de carga. A equação de Schrödinger independente do tempo para esse sistema é:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e}\nabla_e^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h}\nabla_h^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = E\psi(\vec{r}_e, \vec{r}_h) \quad (3.7)$$

Onde \vec{r}_e é o vetor posição do elétron, \vec{r}_h é o vetor posição do buraco m_e e m_h são respectivamente as massas dos elétron e do buraco. Além disso, $r = |\vec{r}_e - \vec{r}_h|$. Como em qualquer movimento de duas partículas, a equação acima pode ser decomposta de forma a considerar apenas o movimento do centro de massa e o movimento relativo ao centro de massa. Para tanto usa-se as coordenadas:

$$\vec{R} = \frac{m_h\vec{r} + m_e\vec{r}_e}{m_e + m_h} \quad (3.8)$$

$$M = m_h + m_e \quad (3.9)$$

Reescrevendo a equação de Schrödinger independentemente do tempo nessas novas coordenadas encontra-se:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla_R^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{R}, \vec{r}) = E\psi(\vec{R}, \vec{r}) \quad (3.10)$$

Onde μ é a massa reduzida dada por: $\mu = \frac{m_e \cdot m_h}{m_e + m_h}$. A equação (3.10) pode ser desacoplada em duas:

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla_R^2\phi(\vec{R}, \vec{r}) = E_R\phi(\vec{R}, \vec{r}) \quad (3.11)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right] \gamma(\vec{r}) = E_r\gamma(\vec{r}) \quad (3.12)$$

Tal que:

$$\psi(\vec{R}, \vec{r}) = \phi(\vec{R},)\gamma(\vec{r}) \quad (3.13)$$

$$E = E_r + E_R \quad (3.14)$$

A equação (3.10) refere-se apenas ao movimento em relação ao centro de massa que é invariante translacionalmente e apresenta solução em ondas planas. Nesse caso, a energia de dispersão será:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad (3.15)$$

Onde \vec{k} é o vetor de onda do éxciton e é dado por:

$$\vec{k} = \vec{k}_h + \vec{k}_e \quad (3.16)$$

Já a equação (3.12) pode ser resolvida empregando o mesmo procedimento usado para resolver o problema do átomo de hidrogênio [28]. Como resultado para a função de onda encontra-se os polinômios de Laguerre e os harmônicos esféricos. A energia é dada por:

$$E_r = E_{Gap} - \frac{R^*}{n} \quad (3.17)$$

Onde $n \in \mathbb{N}$ e R^* é a constante de Rydberg para o espectro do éxciton. Desse modo, a energia de dispersão do éxciton é dado por:

$$E_r = E_{Gap} - \frac{R^*}{n} + \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \quad (3.18)$$

Pela equação anterior, percebe-se que os estados do éxciton se localizam logo abaixo da banda de condução. Isso quer dizer que a energia do fóton absorvida para criar o éxciton, em parte, foi gasta para formar o estado ligado entre o elétron e o buraco.

Quando os éxcitons são confinados em heteroestruturas como poços quânticos, a simetria translacional é quebrada. Em função disso, há modificações na curva de dispersão da energia e em sua função de onda. Para calculá-las muitos autores recorrem ao princípio variacional que, nesse caso, envolve algumas integrais resolvidas apenas por métodos numéricos [15, 29]. O que torna o problema mais complicado. Contudo, essa abordagem foge do escopo desse trabalho.

Em relação a regra de seleção para os éxcitons, deve-se considerar que eles são formados por um elétron (cujo spin é $\pm\frac{1}{2}$) e um buraco (cujos possíveis valores para o spin são $\pm\frac{1}{2}$ ou $\pm\frac{3}{2}$), portanto, o momento angular intrínseco do éxciton só pode ser ± 1 ou ± 2 . Como o fóton assume valores 0 e ± 1 para o spin, por conservação do momento angular, os estados do éxciton com valores de spin ± 2 não podem ser acessados opticamente. Esses estados são conhecidos como *dark* estados.

3.3 Polaritons

Os polaritons são quase partículas compostas por luz e matéria. Eles são formados quando um modo normal da cavidade é acoplado à um éxciton no poço quântico. A figura (3.6) mostra esquematicamente esse acoplamento. Ao contrário do éxciton, que é confinado apenas no poço quântico, o polariton é confinado em toda a cavidade. A microcavidade estudada nesse trabalho foi fabricada de maneira que apenas os modos eletromagnéticos com energia igual (ou muito próxima) a energia do *gap* do poço quântico sejam confinados. Isso possibilita a formação de éxcitons, que por sua vez, podem interagir com esse modo confinado a fim de formar o estado ressonante conhecido como polariton [30].

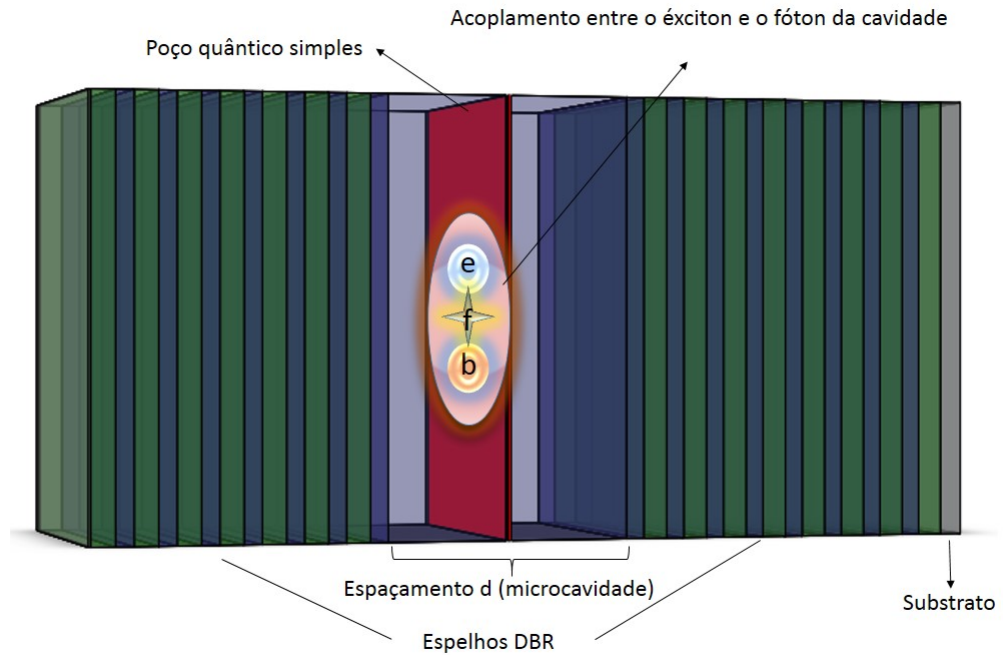


Figura 3.6: Microcavidade semicondutora de GaAs.

3.3.1 O Hamiltoniano do polariton

Antes de falar efetivamente do hamiltoniano do polariton, é necessário fazer algumas considerações sobre o vetor de onda da luz incidente na microcavidade que pode ser visto na figura (3.7). O vetor de onda incidente pode ser decomposto em relação aõ

quando substituídas pelos operadores não hermitianos do tipo aniquilação e criação tornam a solução do problema consideravelmente mais simples quando comparada ao método de solução por série de potências. Os operadores aniquilação e criação no contexto do oscilador harmônico são definidos respectivamente por:

$$a = \frac{1}{\sqrt{2\hbar m\omega}}(ip + m\omega x) \quad (3.20)$$

$$a^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2\hbar m\omega}}(-ip + m\omega x) \quad (3.21)$$

Eles obedecem à seguinte relação de comutação:

$$[a, a^\dagger] = 1 \quad (3.22)$$

Os operadores criação e aniquilação também são necessários na solução de outros problemas no formalismo da segunda quantização. A utilização desses operadores se mostra vantajosa devido a introdução de um operador $N = a^\dagger a$ que está associado a uma variável dinâmica denominada número [35, 36], que é interpretada como o número de partículas em um dado estado. Nesse contexto é possível escrever o Hamiltoniano dos polaritons como:

$$H_{pol} = \sum_k \left[E_c(\vec{k}) a_k^\dagger a_k + E_x(\vec{k}) b_k^\dagger b_k + \hbar\Omega(a_k^\dagger b_k + b_k^\dagger a_k) \right] \quad (3.23)$$

Ele leva em conta, para cada \vec{k} acessível ao sistema, a energia dos fótons na cavidade $E_c(\vec{k})$ ponderada pelo número de fótons: $a_k^\dagger a_k$. Segue da mesma forma para a energia dos éxcitons $E_x(\vec{k})$, uma vez que, b_k e b_k^\dagger são os operadores destruição e criação de éxcitons, respectivamente. Considera-se também a energia de interação $\hbar\Omega$ entre os éxcitons e fótons.

Para um dado \vec{k} esse hamiltoniano é escrito na forma matricial como:

$$H_{pol} = \begin{pmatrix} b_k^\dagger & a_k^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x(\vec{k}) & \hbar\Omega \\ \hbar\Omega & E_c(\vec{k}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_k \\ a_k \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

Pode-se definir a matriz $M(\vec{k})$ como:

$$M(\vec{k}) = \begin{pmatrix} E_x(\vec{k}) & \hbar\Omega \\ \hbar\Omega & E_c(\vec{k}) \end{pmatrix} \quad (3.25)$$

Onde $M(\vec{k})$ é a matriz que contém a energia do sistema para um dado \vec{k} . Serão encontrados seus autovalores (λ_+ e λ_-) para os respectivos autovetores (\vec{v}_+ e \vec{v}_-).

$$\begin{aligned} M(\vec{k})\vec{v} &= \lambda\vec{v} \\ \underbrace{(M(\vec{k}) - \lambda)}_{A(\vec{k})}\vec{v} &= 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

Como \vec{v} deve ser diferente de zero a matriz $A(\vec{k})$ é uma matriz singular, ou seja, não admite inversa. Por isso seu determinante é nulo:

$$\begin{aligned} \det(A(\vec{k})) &= 0 \\ \det(M(\vec{k}) - I\lambda) &= 0 \\ (E_x(\vec{k}) - \lambda)(E_c(\vec{k}) - \lambda) &= \hbar^2\Omega^2 \end{aligned}$$

$$\lambda_+ = E_U(\vec{k}) = \frac{E_x(\vec{k}) + E_c(\vec{k})}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{[E_x(\vec{k}) - E_c(\vec{k})]^2 + 4\hbar^2\Omega^2} \quad (3.27)$$

$$\lambda_- = E_L(\vec{k}) = \frac{E_x(\vec{k}) + E_c(\vec{k})}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{[E_x(\vec{k}) - E_c(\vec{k})]^2 + 4\hbar^2\Omega^2} \quad (3.28)$$

A diferença energética entre os ramos *upper* polariton ($E_U(\vec{k})$) e *lower* polariton ($E_L(\vec{k})$) é conhecida como *Rabi-Splitting* e é característica de sistemas que apresentam acoplamento forte como, por exemplo, dois osciladores harmônicos acoplados. Os autovetores associados aos autovalores $E_U(\vec{k})$ e $E_L(\vec{k})$ são, respectivamente:

$$v_+ = \begin{pmatrix} X_U \\ C_U \end{pmatrix} \quad v_- = \begin{pmatrix} X_L \\ C_L \end{pmatrix}$$

Onde:

$$C_U = \frac{2\hbar\Omega}{\sqrt{4\hbar^2\Omega^2 + (E_U(\vec{k}) - E_x(\vec{k}))^2}} \quad (3.29)$$

$$X_U = \frac{E_U(\vec{k}) - E_x(\vec{k})}{\sqrt{4\hbar^2\Omega^2 + (E_U(\vec{k}) - E_x(\vec{k}))^2}} \quad (3.30)$$

$$C_L = -X_U$$

$$X_L = C_U$$

Os coeficientes C_U, C_L, X_U e X_L são conhecidos como coeficientes de Hopfield. Eles obedecem as relações: $|X_L|^2 + |C_L|^2 = 1$ e $|X_U|^2 + |C_U|^2 = 1$. O módulo deles diz o quanto fotônico (fóton-*like*) e o quanto excitônico (éxciton-*like*) o polariton é.

Os autovalores E_U e E_L correspondem à energia dos novos autoestados do sistema: *upper* polariton e *lower* polariton. As curvas de dispersão desses ramos energéticos nunca se cruzam. Contudo, há um ponto denominado *anticrossing* no qual a separação entre eles é mínima. O não cruzamento dos ramos energéticos é uma característica do acoplamento forte entre o éxciton e o fóton. Na figura (3.8) é possível ver a dispersão dos polaritons em função do *detuning* (também conhecido como sintonia). O *detuning* Δ é a diferença entre a energia E_X do éxciton e a energia E_C do fóton confinado na cavidade, ou seja, $\Delta = E_X - E_C$. O *anticrossing* ocorre quando o *detuning* é nulo. Nesse caso, a energia da cavidade é igual à energia do éxciton.

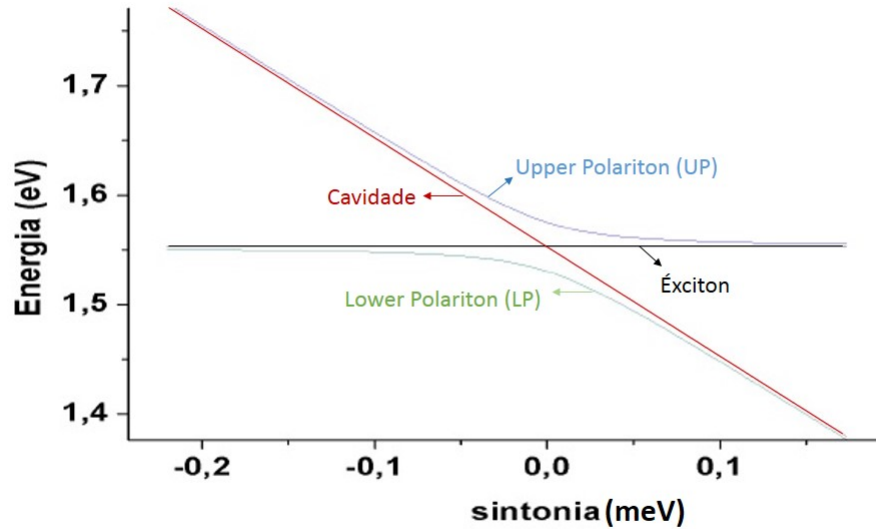


Figura 3.8: Dispersão dos polaritons em função do *detuning*. O *anticrossing* ocorre quando a sintonia é nula. Imagem retirada da referência [29].

3.4 O Efeito Faraday

O efeito Faraday foi descoberto no ano 1845 por Michael Faraday [13]. Ele observou que ao incidir uma onda luminosa, linearmente polarizada em um material submetido a um campo magnético, na direção do campo magnético há uma rotação no plano de polarização da luz. É como se o material sujeito ao campo magnético apresentasse atividade óptica. É possível estabelecer uma relação empírica que permite calcular o ângulo de rotação do plano de polarização θ_F . Ele será proporcional à intensidade do campo magnético aplicado B e ao comprimento L percorrido dentro do material:

$$\theta_F = VLB \quad (3.31)$$

A constante de proporcionalidade é conhecida como constante de Verdet e varia de material para material.

Por convenção, a constante de Verdet tem sinal positivo se a rotação do plano de polarização é no sentido horário para o observador que olha na direção do campo aplicado, caso contrário, o sinal é negativo. Portanto, a característica importante do efeito Faraday, que o difere da atividade óptica, é o fato de que o sentido da rotação é invariante em relação ao sentido em que a onda se propaga. Ou seja, se o plano de polarização de uma onda, que se propaga na direção do campo aplicado no material, sofre uma rotação de θ_F , então caso essa onda seja refletida de volta para o meio sujeito ao campo, a rotação total contabilizada é de $2\theta_F$. Veja a figura (3.9).

Essa característica do efeito Faraday possibilita a amplificação do ângulo de rotação devido as idas e vindas da luz no meio. Além disso, possibilita também a aplicação desse fenômeno em instrumentos como isoladores ópticos. Uma onda luminosa linearmente polarizada ao longo do eixo X , pode ser decomposta em uma onda polarizada circularmente à direita somada à uma onda circularmente polarizada à esquerda, utilizando o formalismo das matrizes de Jones é possível escrever:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (3.32)$$

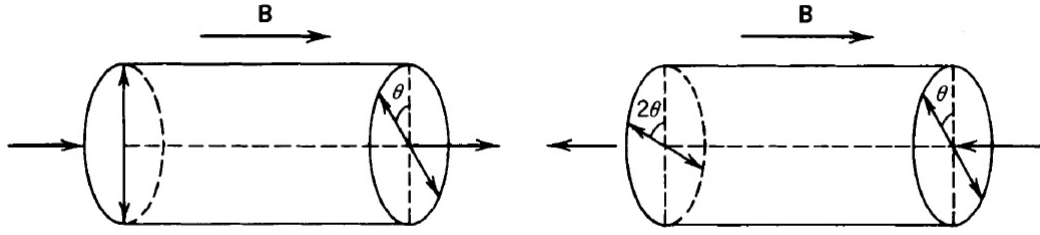


Figura 3.9: O sentido da rotação do plano de polarização é invariante em relação à direção em que onda se propaga, podendo assim acumular o ângulo de rotação. Imagem retirada da referência [37].

Para o caso em que o campo magnético esteja paralelo à direção de propagação da luz incidente, a rotação do campo elétrico associado com a luz faz com que os elétrons se movam em órbitas circulares no plano transversal ao campo magnético (se o campo é aplicado ao longo do eixo Z, então os elétrons executam um movimento circular no plano XY). Assim, o campo magnético exerce uma força que modifica o movimento dos elétrons. Ela aumenta a rotação no sentido anti-horário e diminui no sentido horário. Isso faz com que o campo magnético crie uma velocidade de propagação desigual da luz circularmente polarizada à direita e da luz circularmente polarizada à esquerda. Portanto, cada polarização enxerga um índice de refração diferente para o material magnetooptico: n_+ e n_- e tem um vetor de onda associado a cada direção de propagação k_+ e k_- . Dessa maneira, após a onda percorrer uma distância L dentro do meio, os componentes σ^+ (luz circularmente polarizada à esquerda) e σ^- (circularmente polarizada à direita) adquirem fases diferentes. Considerando uma onda linearmente polarizada no eixo X que incide normal a uma superfície plana sujeita a um campo magnético, sua reflexão pode ser representada como:

$$I = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} A e^{i\varphi_+} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} B e^{i\varphi_-} \quad (3.33)$$

Onde as amplitudes A e B e as fase φ_+ e φ_- que coincidem na ausência de campo

não coincidem mais na presença do mesmo [38]. A equação acima representa uma luz elipticamente polarizada que pode ser escrita como a soma de ondas linearmente polarizadas ao longo do eixo maior da elipse:

$$I = \frac{i}{2}(B - A)e^{i\psi} \begin{pmatrix} \sin(\phi) \\ -\cos(\phi) \end{pmatrix} + \frac{1}{2}(A + B)e^{i\psi} \begin{pmatrix} \cos(\phi) \\ \sin(\phi) \end{pmatrix} \quad (3.34)$$

Onde:

$$\psi = \frac{\varphi_+ + \varphi_-}{2} \quad (3.35)$$

$$\phi = \frac{\varphi_+ - \varphi_-}{2} \quad (3.36)$$

ϕ é por definição o ângulo de rotação Faraday. O coeficiente de reflexão da estrutura para luz detectada com a polarização no eixo X é:

$$R_{\parallel} = \frac{1}{4}|Ae^{i\varphi_+} + Be^{i\varphi_-}|^2 \quad (3.37)$$

O coeficiente de reflexão da estrutura para luz detectada com a polarização no eixo Y é:

$$R_{\perp} = \frac{1}{4}|Ae^{i\varphi_+} - Be^{i\varphi_-}|^2 \quad (3.38)$$

R_{\parallel} e R_{\perp} são relacionados com a amplitude dos coeficientes de reflexão com polarização circular à direita e à esquerda r_+ e r_- , respectivamente pelas relações:

$$R_{\parallel} = \frac{1}{4}|r_+ + r_-|^2 \quad (3.39)$$

$$R_{\perp} = \frac{1}{4}|r_+ - r_-|^2 \quad (3.40)$$

O ângulo da rotação Faraday pode ser reescrito como:

$$\phi = \frac{1}{2}[\arg(r_-) - \arg(r_+)] \quad (3.41)$$

3.4.1 O efeito Faraday em uma microcavidade

Quando os polaritons são criados em uma microcavidade eles herdam o spin e o momento de dipolo da luz incidente. Sendo assim, um pseudospin é contabilizado para

o spin e o momento de dipolo do polariton [15, 39]. Após um certo intervalo de tempo, pode acontecer uma relaxação do pseudospin e eventualmente há uma mudança na polarização. Quando ocorre a recombinação do par elétron buraco, toda a informação óptica estará contida na polarização da fotoluminescência. O processo de relaxação do pseudospin supracitado pode ocorrer devido à presença de um campo magnético externo. No entanto, esse campo não tem influência direta sobre os estados fotônicos [2], mas ele afeta fortemente os éxcitons. Como os éxcitons são acoplados com a luz, os efeitos do campo sobre eles modificam suas propriedades ópticas na microcavidade. O efeito Zeeman, por exemplo, faz com que a energia dos éxcitons com spin paralelo ao campo aplicado se torne diferente da energia dos éxcitons com spin antiparalelo em relação ao campo aplicado. A diferença energética entre eles é dada por:

$$\Delta E = \mu_B g B \quad (3.42)$$

onde μ_B é o magneto de Bohr ($\mu_B=0,0062$ meV/T), g é o fator-g dos éxcitons, o qual depende do material que é fabricado o poço quântico e a orientação do campo magnético B com respeito ao poço quântico. É o efeito Zeeman que leva ao efeito Faraday em uma microcavidade. Isto é, há a rotação do plano de polarização da luz que propaga em uma microcavidade com a formação de polaritons na presença do campo magnético. O ângulo de rotação Faraday, para a luz transmitida através de um poço quântico, pode ser escrito como:

$$\phi_{QW} \approx \frac{(\omega_0^{\sigma^-} - \omega_0^{\sigma^+})\Gamma_0}{(\Gamma + \Gamma_0)^2} \quad (3.43)$$

onde $\omega_0^{\sigma^+}$ e $\omega_0^{\sigma^-}$ é a frequência de ressonância do éxciton para as duas polarizações circulares, as quais se dividem devido ao efeito Zeeman como mostra a equação (3.42). Γ_0 é a taxa de decaimento radiativa do éxciton em um poço quântico. Para um SQW $GaAs - Ga_{1-x}Al_xAs$ de 100 \AA vale $\hbar\Gamma_0 = 0,026 \text{ meV}$. Γ é a taxa de decaimento não radiativa [40, 38]. O ângulo de rotação Faraday encontrado aqui foi obtido através do cálculo dos coeficientes de reflexão usando as equações de Maxwell, considerando a formação de polaritons e substituindo esses coeficientes na equação (3.41).

Em uma microcavidade o efeito Faraday é amplificado devido ao número N de vezes que a luz propaga na mesma.

$$\theta = 2N\phi_{QW} \quad (3.44)$$

Além da rotação Faraday na presença de um campo magnético externo, há também a rotação Faraday induzida opticamente em uma microcavidade. Esse último, é um efeito não linear e tem forte influência na polarização da emissão da cavidade, e foi o efeito observado nesse trabalho uma vez que não foi aplicado campo magnético externo. Este fenômeno será tratado na próxima seção.

3.4.2 Rotação Faraday opticamente induzida

O processo de relaxação do pseudospin do polariton pode ocorrer devido à presença de um campo magnético efetivo B_{eff} . O campo magnético efetivo tem duas componentes: o campo magnético no plano do poço (B_{LT}) e o campo paralelo à direção de crescimento do poço (B_{in}):

$$\vec{B} = \vec{B}_{in} + \vec{B}_{LT} \quad (3.45)$$

O campo magnético do poço é governado pela divisão dos modos TE-TM da cavidade e pela interação de longo alcance do elétron e buraco no éxciton. Mais detalhes sobre o campo B_{LT} encontram-se nas referências [29, 15]. A componente do campo paralela ao eixo de crescimento da cavidade surge devido à anisotropia da interação polariton-polariton e depende do desequilíbrio entre as populações de polaritons com spin para cima e spin para baixo. Isso conduz à rotação Faraday opticamente induzida.

Para encontrar a relação entre o B_{in} e o desequilíbrio das populações de polaritons será estabelecida uma conexão entre a representação da segunda quantização e o formalismo do pseudospin.

Sabendo que os polaritons no regime de baixa densidade se comportam como bósons, seus estados quânticos para um determinado k são descritos pelos operadores

criação e aniquilação ($p_{\uparrow}^{\dagger}, p_{\uparrow}$) para os estados com spin para cima e para baixo ($p_{\downarrow}^{\dagger}, p_{\downarrow}$). Logo, esse sistema pode ser tratado como um sistema de dois níveis.

Pelo formalismo da segunda quantização N é uma variável dinâmica que corresponde ao número de ocupação. Ela é representada pelo operador hermitiano $N = p^{\dagger}p$. Portanto, seu valor médio é dado por:

$$\langle N \rangle = Tr(\rho_k N) \quad (3.46)$$

Onde ρ_k é a matriz densidade para um dado k [35]. O número de polaritons que ocupam os estados de spin para cima $N_{k\uparrow}$ e para baixo $N_{k\downarrow}$ é dado por:

$$N_{k\uparrow} = Tr(\rho_k p_{k\uparrow}^{\dagger} p_{k\uparrow}) = \langle p_{k\uparrow}^{\dagger} p_{k\uparrow} \rangle \quad (3.47)$$

$$N_{k\downarrow} = Tr(\rho_k p_{k\downarrow}^{\dagger} p_{k\downarrow}) = \langle p_{k\downarrow}^{\dagger} p_{k\downarrow} \rangle \quad (3.48)$$

Já a componente Z do pseudospin é dado por:

$$S_{kz} = \frac{1}{2} \left[\langle p_{k\uparrow}^{\dagger} p_{k\uparrow} \rangle - \langle p_{k\downarrow}^{\dagger} p_{k\downarrow} \rangle \right] \quad (3.49)$$

Para encontrar as componentes planares dinâmicas do pseudospin em função de $p_{\downarrow}^{\dagger}, p_{\downarrow}, p_{\uparrow}^{\dagger}$ e p_{\uparrow} , serão introduzidos os operadores bosônicos para uma polarização linear do polariton:

$$p_{k,x} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{k\uparrow} + p_{k\downarrow}) \quad (3.50)$$

$$p_{k,-x} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{k\uparrow} - p_{k\downarrow}) \quad (3.51)$$

$$p_{k,y} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{k\uparrow} + ip_{k\downarrow}) \quad (3.52)$$

$$p_{k,-y} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{k\uparrow} - ip_{k\downarrow}) \quad (3.53)$$

Conhecendo a dinâmica desses operadores é possível determinar as outras componentes do pseudospin: S_{kx} e S_{ky} . Os detalhes dessa dedução encontra-se no Apêndice A.

$$S_{k,x} = \frac{1}{2} \left[\langle p_{k,x}^\dagger p_{k,x} \rangle - \langle p_{k,-x}^\dagger p_{k,-x} \rangle \right] = \Re \langle p_{k,\downarrow}^\dagger p_{k,\uparrow} \rangle \quad (3.54)$$

$$S_{k,y} = \frac{1}{2} \left[\langle p_{k,y}^\dagger p_{k,y} \rangle - \langle p_{k,-y}^\dagger p_{k,-y} \rangle \right] = \Im \langle p_{k,\downarrow}^\dagger p_{k,\uparrow} \rangle \quad (3.55)$$

Considerando o caso em que todos os polaritons encontram-se no mesmo estado quântico (isso é verdade por exemplo à temperatura de 0 K), então seu Hamiltoniano é dado por:

$$H = \epsilon(p_\uparrow^\dagger p_\uparrow - p_\downarrow^\dagger p_\downarrow) + V_1(p_\uparrow^\dagger p_\uparrow^\dagger p_\uparrow p_\uparrow + p_\downarrow^\dagger p_\downarrow^\dagger p_\downarrow p_\downarrow) + 2V_2 p_\uparrow^\dagger p_\uparrow p_\downarrow^\dagger p_\downarrow, \quad (3.56)$$

onde o índice que corresponde ao polariton no estado k no espaço recíproco é omitido para não carregar a notação. Em (3.56) ϵ é a energia do polariton livre, enquanto V_1 é uma energia de dispersão dos polaritons na configuração tripleto (spin paralelo) e V_2 é a energia de dispersão do polariton no estado singleto (spin antiparalelo). O hamiltoniano conserva o número de polaritons com o spin para cima (N_\uparrow) e o número de polaritons com o spin para baixo (N_\downarrow). Ou seja:

$$[N_\uparrow, H] = [p_\uparrow^\dagger p_\uparrow, H] = 0 \quad (3.57)$$

$$[N_\downarrow, H] = [p_\downarrow^\dagger p_\downarrow, H] = 0 \quad (3.58)$$

Porém, o hamiltoniano não conserva as componentes de pseudospin no plano XY. Então, é possível obter a equação de movimento para $\langle p_\downarrow^\dagger p_\uparrow \rangle$. Para isso, é usada a equação de Liouville-von Neumann, que pode ser encontrada facilmente pela equação de Schrödinger (veja o Apêndice A)

$$i\hbar \frac{\partial \rho_k}{\partial t} = [H_k, \rho_k] \quad (3.59)$$

Os operadores criação e aniquilação obedecem as seguintes relações de comutação [41]:

$$[p_{m'}, p_m^\dagger] = \delta_{m,m'} \quad (3.60)$$

$$[p_{m'}^\dagger, p_m^\dagger] = 0 \quad (3.61)$$

$$[p_{m'}, p_m] = 0 \quad (3.62)$$

Onde m e m' corresponde a projeção do momento angular no eixo Z , isto é, o spin.

Usando as relações de comutação acima além das propriedades inerentes as operações de comutação e a operação de traço, após substituir (3.56) em (3.59) encontra-se (para mais detalhes desse cálculo veja o Apêndice A):

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle = \frac{i}{\hbar} 2(V_1 - V_2) \left[\langle p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle - \langle p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle \right] \quad (3.63)$$

Utilizando a aproximação de campo médio, os dois termos com correlação de quarta ordem podem ser desacoplados. Considerando $\bar{A} = \langle p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle$, obtêm-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle = \frac{i}{\hbar} 2(V_1 - V_2)(N_{\downarrow} - N_{\uparrow})\bar{A} \quad (3.64)$$

que nada mais é que a equação de precessão de um pseudospin sobre campo magnético efetivo orientado ao longo do eixo de crescimento da microcavidade. O seu valor absoluto é determinado pela diferença entre as populações de polaritons com spin para cima e spin para baixo:

$$g\mu_B |B_{in}| = 2(V_1 - V_2)(N_{\downarrow} - N_{\uparrow}) \quad (3.65)$$

onde μ_B é o magnéton de Bohr. O vetor de onda da fotoemissão também está na direção de crescimento da cavidade bem como o B_{in} . Desse modo, o plano de polarização da fotoluminescência será rotacionado graças ao campo induzido gerado pelo desequilíbrio da população de polaritons. O que leva ao efeito que é conhecido como Faraday foto-induzido.

3.4.3 Campo extra na direção Z causado pelos polaritons formados pelos buracos leves

Além de haver o campo na direção Z gerado pelo desequilíbrio da população de polaritons com spin para cima e spin para baixo como foi tratado na seção 3.4.2, há também um campo magnético efetivo gerado pelos polaritons compostos pelos éxcitons de buracos leves. Esse campo será tratado nesta subseção.

Os elétrons são férmions com spin $\frac{1}{2}$. O conceito de spin na mecânica quântica é um conceito que não existe na mecânica clássica. Na mecânica clássica a partícula deve rodar em torno de um eixo afim de que tenha momento angular. Porém, na mecânica quântica as partículas possuem um momento angular intrínseco conhecido como spin. O spin fornece ao elétron uma maneira de interagir com o campo magnético produzido pelo seu próprio momento angular orbital, isto é, a interação spin-órbita (SO) [24]. O Hamiltoniano do sistema, considerando a interação spin-órbita, que pode ser tratado usando aproximações perturbativas, é:

$$H = H_{crystal} + H_{SO} \quad (3.66)$$

onde $H_{crystal}$ é o hamiltoniano do sistema antes de considerar a interação SO e H_{SO} é parte do hamiltoniano que fornece a energia de interação spin-órbita e pode ser escrita como:

$$H_{SO} = \lambda \vec{L} \vec{S} \quad (3.67)$$

tal que λ é uma constante, L é o operador momento angular e S é o operador momento angular de spin.

Um elétron no estado p tem momento angular \hbar . Os estados eletrônicos no topo da banda de valência são estados descritos por funções do tipo p para semicondutores do grupo III – V. Na descrição da física atômica, a base sp^3 é a base mais usada. Essa representação dos estados de momento angular são suficientes para descrever a banda de valência e de condução. Os três estados p: p_x , p_y e p_z são estados mistos que podem ser escritos como uma combinação linear de estados puros:

$$p_x = \frac{1}{\sqrt{2}} (-\phi_{1,1} + \phi_{1,-1}); \quad (3.68)$$

$$p_y = \frac{i}{\sqrt{2}} (\phi_{1,1} + \phi_{1,-1}); \quad (3.69)$$

$$p_z = \phi_{1,0}. \quad (3.70)$$

Onde ϕ_{ij} são harmônicos esféricos que compõe as autofunções de L^2 e L_z :

$$\phi_{1,\pm 1} = Y_{1,\pm 1}(\theta, \varphi) = \mp \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin \theta e^{\pm i\varphi} \quad (3.71)$$

$$\phi_{1,0} = Y_{1,0}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos \theta \quad (3.72)$$

Usando a definição de spin para cima e spin para baixo os estados p ainda podem ser escritos como:

$$p_x \uparrow = \frac{1}{\sqrt{2}} (-\phi_{1,1} + \phi_{1,-1}) \uparrow; \quad (3.73)$$

$$p_x \downarrow = \frac{1}{\sqrt{2}} (-\phi_{1,1} + \phi_{1,-1}) \downarrow; \quad (3.74)$$

$$p_y \uparrow = \frac{i}{\sqrt{2}} (\phi_{1,1} + \phi_{1,-1}) \uparrow; \quad (3.75)$$

$$p_y \downarrow = \frac{i}{\sqrt{2}} (\phi_{1,1} + \phi_{1,-1}) \downarrow; \quad (3.76)$$

$$p_z \uparrow = \phi_{1,0} \uparrow; \quad (3.77)$$

$$p_z \downarrow = \phi_{1,0} \downarrow. \quad (3.78)$$

Para encontrar o momento angular total, basta somar o momento angular de spin com o momento angular orbital. Com a finalidade de obter o estado de momento angular total basta usar a técnica dos coeficientes de Clebsh-Gordan. Quando se deseja somar dois estados de momentos angulares j_1 e j_2 quaisquer a representação padrão é $|j_1, m_1, j_2, m_2\rangle$ ou na forma encurtada $|m_1, m_2\rangle$. Os coeficientes que deseja-se encontrar são os da expansão:

$$|jm\rangle = \sum a_{m_1 m_2} |m_1 m_2\rangle \quad (3.79)$$

onde a soma é sobre todos os possíveis $(2j_1 + 1)$ e $(2j_2 + 1)$ estados. Os momentos angulares no caso analisado são $j_1 = 1$ que refere-se ao momento angular orbital e $j_2 = \pm 1/2$ que refere-se ao momento de spin. Neste caso: $J = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$ e $m = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}$ já $m_1 = -1, 0, 1$ e $m_2 = \pm \frac{1}{2}$ Usando uma tabela de coeficientes de Clebsh-Gordan,

$$\begin{array}{c}
 j_1 = 1 \quad j_2 = \frac{1}{2} \\
 \begin{array}{cccccc}
 & \frac{3}{2} & \frac{3}{2} & \frac{1}{2} & \frac{3}{2} & \frac{1}{2} & \frac{3}{2} \\
 & \frac{3}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & -\frac{3}{2} \\
 1 & \frac{1}{2} & \left[\begin{array}{c} 1 \\ \sqrt{\frac{1}{3}} \end{array} \right. & & & & \\
 1 & -\frac{1}{2} & \left. \begin{array}{c} \sqrt{\frac{2}{3}} \\ \sqrt{\frac{1}{3}} \end{array} \right] & \left[\begin{array}{c} \sqrt{\frac{2}{3}} \\ -\sqrt{\frac{1}{3}} \end{array} \right] & & & \\
 0 & \frac{1}{2} & & & & & \\
 0 & -\frac{1}{2} & & & \left[\begin{array}{c} \sqrt{\frac{2}{3}} \\ \sqrt{\frac{1}{3}} \end{array} \right] & \left[\begin{array}{c} \sqrt{\frac{1}{3}} \\ -\sqrt{\frac{2}{3}} \end{array} \right] & \\
 -1 & \frac{1}{2} & & & & & \\
 -1 & -\frac{1}{2} & & & & & \left. \begin{array}{c} \\ \\ \\ \\ \\ \\ 1 \end{array} \right]
 \end{array}
 \end{array}$$

Figura 3.10: Tabela com os coeficientes de Clebsh-Gordan [24].

figura (3.10) é possível encontrar:

$$\left| \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle = \left| 1, \frac{1}{2} \right\rangle; \quad (3.80)$$

$$\left| \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| 1, -\frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| 0, \frac{1}{2} \right\rangle; \quad (3.81)$$

$$\left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| 0, -\frac{1}{2} \right\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} \left| 0, -\frac{1}{2} \right\rangle; \quad (3.82)$$

$$\left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle = \left| -1, -\frac{1}{2} \right\rangle; \quad (3.83)$$

$$\left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| 0, \frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| -1, \frac{1}{2} \right\rangle; \quad (3.84)$$

$$\left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| 1, -\frac{1}{2} \right\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}} \left| 0, \frac{1}{2} \right\rangle. \quad (3.85)$$

Onde as equações (3.80) e (3.83) são os auto estados dos buracos pesados, as equações (3.81) e (3.82) são os autoestados dos buracos leves e as equações (3.84) e (3.85) são auto estado dos buracos da banda *Split off*. Escrevendo o momento angular total Φ em termos de funções usando as equações de (3.74) até (3.78) encontram-se os seguintes autoestados:

- Estados dos buracos pesados:

$$\Phi_{\frac{3}{2},\frac{3}{2}} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(p_x + ip_y) \uparrow \quad (3.86)$$

$$\Phi_{\frac{3}{2},-\frac{3}{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_x - ip_y) \downarrow \quad (3.87)$$

- Estados dos buracos leves:

$$\Phi_{\frac{3}{2},\frac{1}{2}} = -\frac{1}{\sqrt{6}}[(p_x + ip_y) \downarrow - 2p_z \uparrow] \quad (3.88)$$

$$\Phi_{\frac{3}{2},-\frac{1}{2}} = \frac{1}{\sqrt{6}}[(p_x - ip_y) \uparrow + 2p_z \downarrow] \quad (3.89)$$

- Estados do buracos SO

$$\Phi_{\frac{1}{2},\frac{1}{2}} = -\frac{1}{\sqrt{3}}[(p_x + ip_y) \downarrow + p_z \uparrow] \quad (3.90)$$

$$\Phi_{\frac{1}{2},-\frac{1}{2}} = -\frac{1}{\sqrt{3}}[(p_x - ip_y) \uparrow + p_z \downarrow] \quad (3.91)$$

O estudo do efeito Faraday nesse trabalho se concentrou nos estados opticamente acessíveis, ou seja, os estados dos HH e dos LH. Pelas equações acima percebe-se que os buracos leves possuem estados acessíveis para o momento angular na direção Z, já os pesados não. Os éxcitons podem ser tratados como átomos de hidrogênio [27]. Sendo assim, é conhecido que as cargas em movimento geram campo magnético que no caso do átomo de hidrogênio devido à interação spin orbita é do tipo:

$$\vec{B} \propto \vec{L} \quad (3.92)$$

Sendo assim, para os buracos leves há um campo efetivo extra (além do campo magnético efetivo devido ao desequilíbrio de populações já discutido no capítulo 3) na direção z que contribui de maneira contundente para a rotação Faraday dos polaritons gerados pelos éxcitons LH.

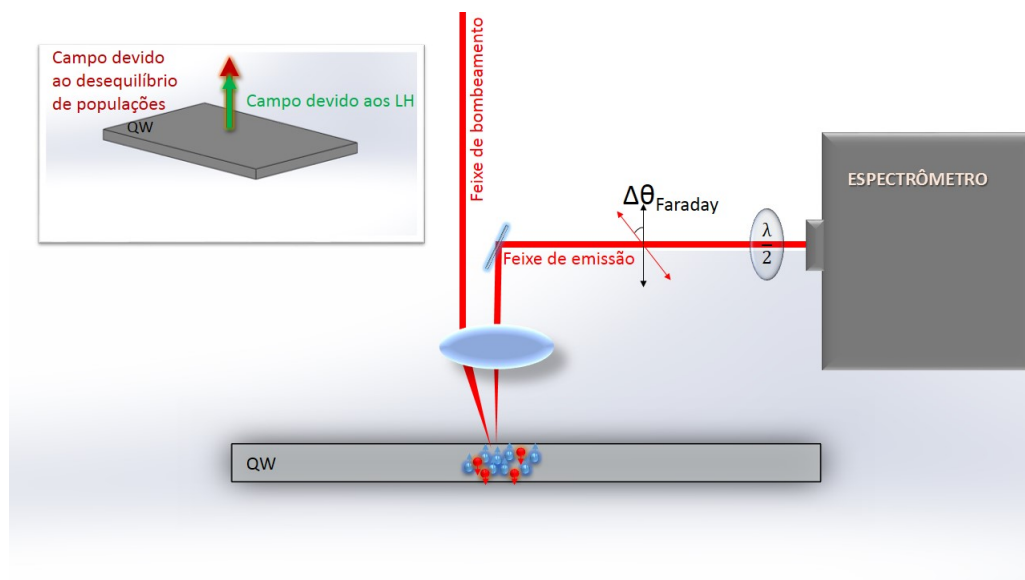


Figura 3.11: Campos magnéticos efetivos que favorecem o efeito Faraday.

Capítulo 4

Parte experimental

4.1 Fotoluminescência

Em contraste com a incandescência (luz emitida por uma fonte térmica), a luminescência é a emissão de radiação resultante da excitação dos níveis de energia dos átomos, moléculas, polímeros e cristais. Quando a excitação é proveniente da absorção da luz de uma fonte externa, a luminescência passa a ser chamada de fotoluminescência [42].

A fotoluminescência é um método não destrutivo e altamente sensível com o qual é possível investigar as propriedades eletrônicas dos materiais, especialmente em seu estado excitado [43]. Neste trabalho, essa foi a técnica empregada para mensurar a rotação do plano de polarização da luz emitida pela microcavidade semicondutora com um poço quântico simples, isto é, o efeito Faraday.

A fotoluminescência pode ser classificada como excitação ressonante ou não ressonante no contexto de semicondutores. Ela é dita não ressonante quando um elétron da banda de valência é excitado para um nível de energia muito alto da banda de condução. Tal elétron sofre processos de relaxação em energia até se deslocar para o fundo da banda de condução. Por conseguinte, ele se liga a um buraco que se encontrava na banda de valência formando o éxciton. Ao passar o tempo de vida do éxciton, esse irá decair e emitir um fóton de energia inferior à energia do fóton proveniente do laser de bombeamento. Na prática, isso quer dizer que o laser usado para o bombeamento

foi sintonizado para um comprimento de onda menor que o comprimento de onda que corresponde a energia de emissão.

Já na fotoluminescência ressonante o laser é sintonizado para o mesmo comprimento de onda que acontece a emissão. Logo, o fóton emitido tem o mesmo comprimento de onda que o fóton absorvido. Porém, para que sejam gerados éxcitons de maneira mais efetiva a energia do laser de bombeamento deve ser levemente superior à energia do modo da cavidade. Neste caso, a fotoluminescência é conhecida como quase ressonante.

Na fotoluminescência ressonante ou quase ressonante as propriedades de spin do polariton como coerência e polarização são mantidas. No entanto, tais características não são mantidas na excitação não ressonante, pois elas são perdidas durante os processos de relaxação.

4.2 Amostra

A amostra utilizada na realização dos experimentos descritos neste capítulo consiste de um poço quântico de 100 \AA localizado no centro de uma microcavidade de $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$. Ela foi crescida pela empresa IQE Inc. (USA), já especificada por Cotta [44]. Essa posição coincide com o ponto de antinó do campo eletromagnético que pode ser confinado na cavidade. O poço quântico é o meio de ganho do sistema. Como já foi explicado nos capítulos anteriores, a microcavidade é formada por dois espelhos DBR com uma camada espaçante entre eles. Os espelhos DBR que são construídos por pares alternados de $AlAs$ e $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$. O espelho DBR que fica ao lado do substrato possui 26,5 pares e o outro espelho possui 22 pares. Após o último DBR, que entra em contato com o ar, há uma fina camada (50 \AA) de GaAs para evitar a oxidação. A amostra foi crescida sobre um substrato de GaAs utilizando a técnica MBE. Para que ela fosse uniforme ela foi crescida sob rotação. No entanto, apenas durante o crescimento da primeira camada espaçadora de $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ a rotação foi interrompida a fim de que essa camada tenha um formato de cunha. Tal formato

possibilita que a energia de ressonância da cavidade seja ajustável simplesmente pelo movimento do *spot* do laser de bombeio sobre a amostra. As energias de ressonância da microcavidade são próximas à energia do estado fundamental do éxcitons (1,55 eV o que corresponde ao comprimento de onda de 800 nm). A figura (4.1) mostra uma representação esquemática da microcavidade. Os detalhes técnicos da amostra estão no Apêndice B.

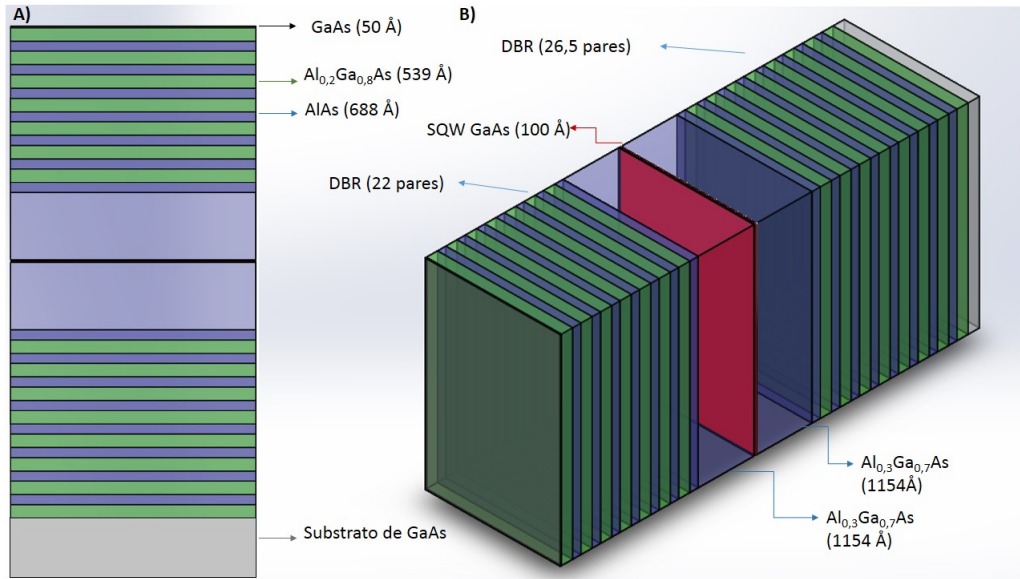


Figura 4.1: a) Vista lateral (espessura) da amostra. b) Vista em perspectiva da amostra.

Fazendo uso do programa QWs versão 4.3 desenvolvido pelo professor Angelo Passaro do Instituto de Estudos avançados (IEAv), foi calculado por Victor Comitti [44] os níveis de energia dos ramos buracos pesados e buracos leves da banda de valência da microcavidade aqui descrita. Os resultados mostram que no estado fundamental os buracos pesados estão em um nível de energia de 0,0109 eV e os buracos leves em 0,022 eV ambos abaixo do *gap*.

4.3 Procedimentos e montagem experimental

Os fenômenos que acontecem em microcavidades tais como a formação de polaritons são fortemente dependentes da temperatura [45, 9]. Para temperaturas mais elevadas

os estados excitônicos ficam comprometidos devido ao espalhamento via fônons. Já foi demonstrado por Cotta e depois por Roma [44, 46] que, para uma cavidade semelhante à estudada aqui e descrita na seção anterior, não há acoplamento entre o éxciton e o fóton confinados a temperaturas superiores a 40 K. Assim, para o controle da temperatura na microcavidade, a mesma foi inserida em um criostato dedo frio sujeita a vácuo de aproximadamente 10^{-6} Torr e resfriada a um fluxo constante de hélio líquido. Tal procedimento possibilitou o trabalho com a temperatura próxima a 10 K. O criostato foi fixado a um deslocador com liberdade para se movimentar em três direções perpendiculares entre si: X, Y e Z.

A fotoluminescência da amostra é direcionada ao espectrômetro Jobin Yvon T64000 contendo uma grade de difração de 1800 linhas/mm. Ele se encontra acoplado à uma câmera CCD (*Charge Coupled Device*) resfriada com nitrogênio líquido. O espectrômetro utilizado possui resolução de 0,1 Å.

A amostra foi excitada por um laser de Ti:Safira (Spectra Physics - 3900S). Ele é bombeado por um laser (Verdi 6W da Coherent) em 532 nm. O laser de Ti:Safira pode ser sintonizado entre a faixa de comprimento de onda que vai de 720 nm até 950 nm. A luz que sai dele é linearmente polarizada. A polarização da luz emitida pela amostra é analisada ao rodar uma placa $\frac{\lambda}{2}$ que fica em frente ao espectrômetro na posição dois da figura (4.2). Mais explicações sobre a definição de polarização e a função das placas $\frac{\lambda}{2}$ e $\frac{\lambda}{4}$ encontram-se no Apêndice C. Em cada experimento realizado, a montagem experimental foi ligeiramente diferente. Na descrição de cada um deles serão mencionados os componentes ópticos utilizados e suas correspondentes posições, conforme a legenda da figura (4.2).

O feixe de bombeamento incide na amostra fazendo um ângulo com a normal e o plano da amostra. Para cada ângulo de bombeamento, um k'_{\parallel} é acessado. Afim de aumentar a intensidade de emissão nos espectros de fotoluminescência, esse ângulo foi otimizado [47, 48, 49]. O ângulo que permite acessar o k'_{\parallel} que coincide com a região de inflexão da curva de dispersão do *lower* polariton é denominado ângulo mágico. Como pode ser percebido na figura (4.3 b), para o ângulo mágico o ganho

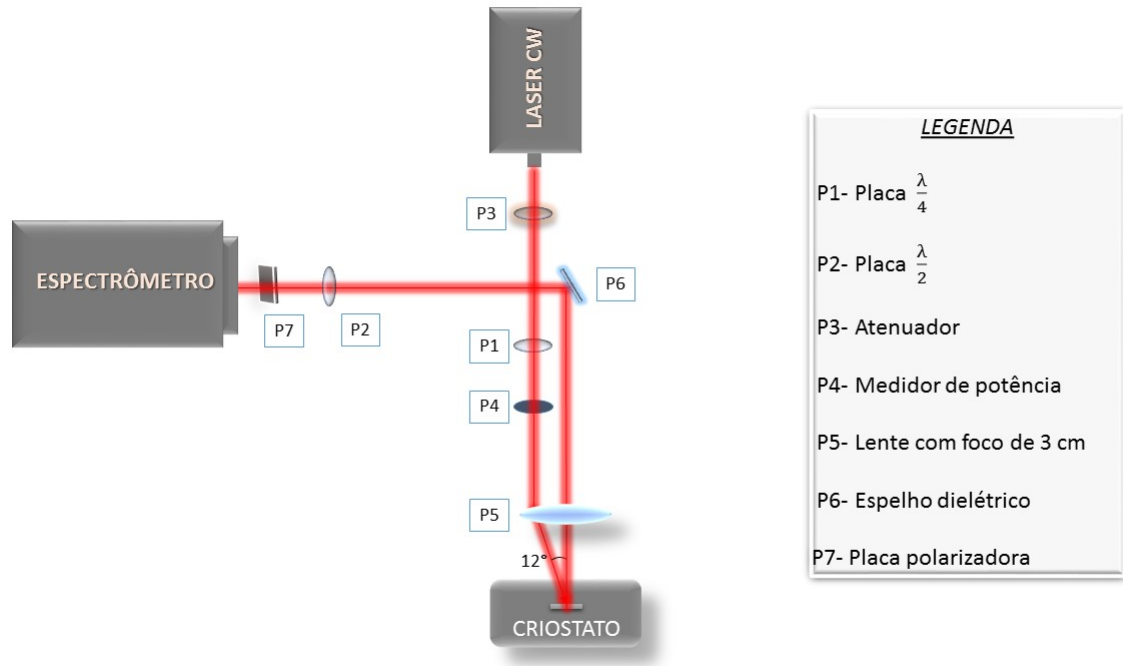


Figura 4.2: Montagem experimental usada para realização das medidas de fotoluminescência ressonante e não ressonante.

é apreciavelmente maior. Ao acessar o ponto de inflexão da curva de dispersão em

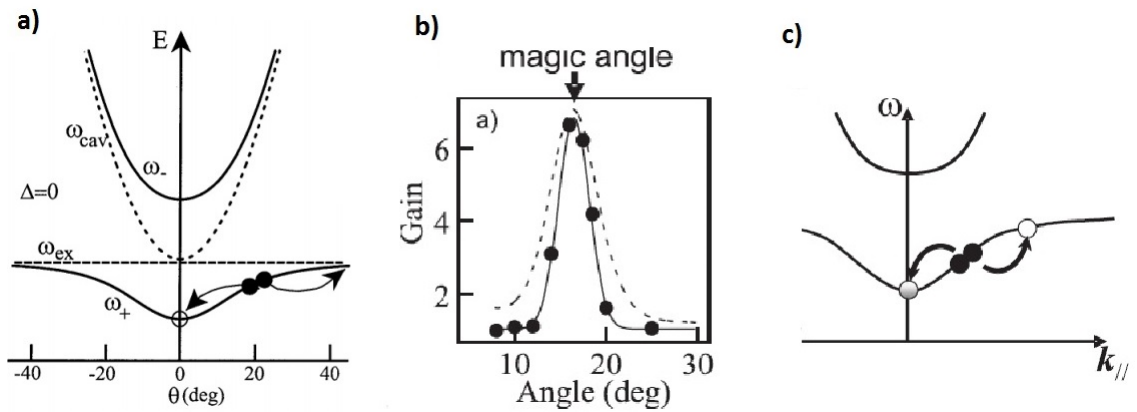


Figura 4.3: a) Curva de dispersão do *upper* polariton (ω_-), do *lower* polariton (ω_+), do fóton na cavidade (ω_{cav}) e dos éxcitons (ω_{ex}) calculadas em função do ângulo incidente para o detuning zero ($\Delta = 0$). Espalhamento dos polaritons no ponto de inflexão. b) Ganho na emissão para diferentes ângulos incidentes. c) Curva de dispersão dos polaritons em função do vetor de onda paralelo [47].

um dado $k'_{||}$, pela conservação do momento e da energia, os polaritons são espalhados

igualmente para o fundo da banda em $k'_{\parallel} = 0$ (o estado fundamental) e para $2k'_{\parallel}$. A excitação do ângulo mágico permite popular consideravelmente os polaritons do estado fundamental. Assim, ocorre a transferência da coerência do laser de bombeio para a luz emitida pela microcavidade normal à sua superfície que é onde se coleta a fotoluminescência. O experimento que demonstra que o *lower* polariton no estado fundamental em $\vec{k} = 0$ emite luz coerente foi realizado por Kunderman et al. em 2003 [50]. Para microcavidade em estudo aqui o ângulo mágico é de aproximadamente 12 graus.

4.4 Medidas de caracterização

Para caracterizar a microcavidade descrita nas seções anteriores, foram realizados dois experimentos. O primeiro baseou-se em variar a potência de bombeamento e extrair o espectro da intensidade de emissão. No segundo foi obtido a curva de refletância para várias regiões da amostra.

Nas medidas variando a potência de bombeamento a excitação foi quase ressonante. Nesse caso, a energia do laser deve ser próxima a do éxciton. Na prática, deve-se variar o comprimento de onda do laser sintonizável de Ti:Safira até que a emissão passe por um máximo de intensidade depois de ter fixado a energia de ressonância de interesse. Para realizar essa medida, o laser no modo contínuo foi ligado. Seu feixe passa por um atenuador localizado na posição três da montagem representada pela figura (4.2). O atenuador permite controlar a potência de bombeamento. Em seguida, o feixe atinge *powermeter* localizado na posição quatro. Assim que a potência é mensurada o *powermeter* é retirado do caminho do feixe e permite que ele incida na lente que o direciona para uma determinada posição da amostra. Em seguida, o feixe de emissão normal é direcionado para o espectrômetro. Antes de começar o experimento a amostra foi resfriada até 10 K. A potência de bombeamento foi variada aproximadamente de 20 mW em 20 mW começando em 40 mW e indo até 350 mW. O procedimento descrito acima foi repetido para comprimentos de onda de

791 nm, 792 nm, 793 nm, 794 nm, 795 nm, 796 nm, 797 nm e 798 nm. O comportamento observado para todos esses comprimentos de onda foi muito parecido, por isso, apenas alguns exemplos desses gráficos foram inseridos nesse trabalho. Para ajustar a emissão para cada um desses comprimentos de onda bastou mudar a posição do *spot* na amostra como mostra a figura (4.4). Os gráficos a seguir mostram como a intensidade varia com a potência ao incidir luz linearmente polarizada (LP) e circularmente polarizada (CP) para alguns comprimentos de onda.

A intensidade associada à cada potência corresponde à área abaixo da curva gaussiana fornecida pelo espectro obtido em cada medida. Pelos gráficos percebe-se que quanto maior a potência maior a intensidade registrada nos espectros. Consequentemente, quanto maior a potência de bombeamento maior será o número de polaritons criados na microcavidade. Isso vale tanto para luz CP quanto para a LP.

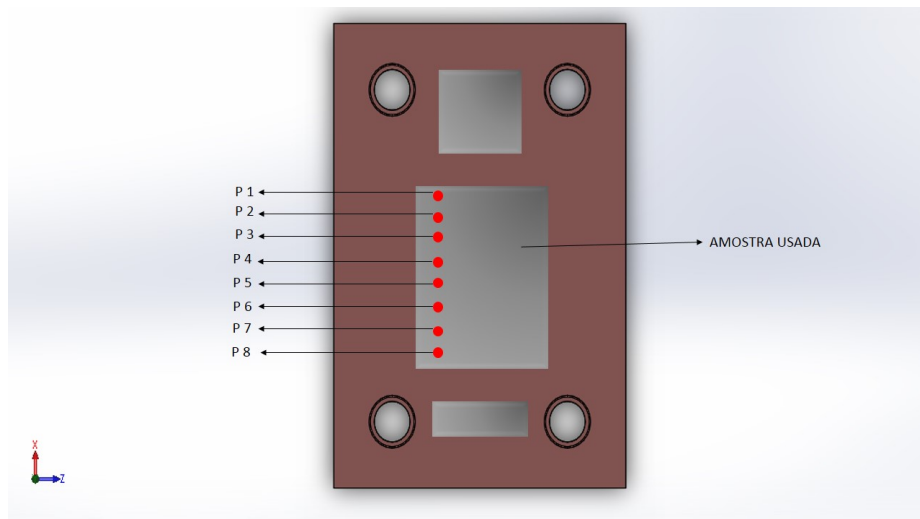


Figura 4.4: Placa de cobre onde foi colada a microcavidade utilizando tinta de prata. Cada posição P na amostra corresponde a um comprimento de onda.

A microcavidade estudada nesse trabalho apresenta o regime de acoplamento forte. Para mostrar isso, foi incidido luz branca na cavidade e em seguida, encontrado o espectro de reflexão da mesma para várias regiões diferentes, ou seja, para vários *detunings*. A montagem experimental encontra-se na figura (4.7). Como é possível ver na figura (4.8) para algumas regiões da amostra há apenas um estreito vale que corresponde apenas ao modo da cavidade Fabry-Perot. Mas para outras regiões, isto

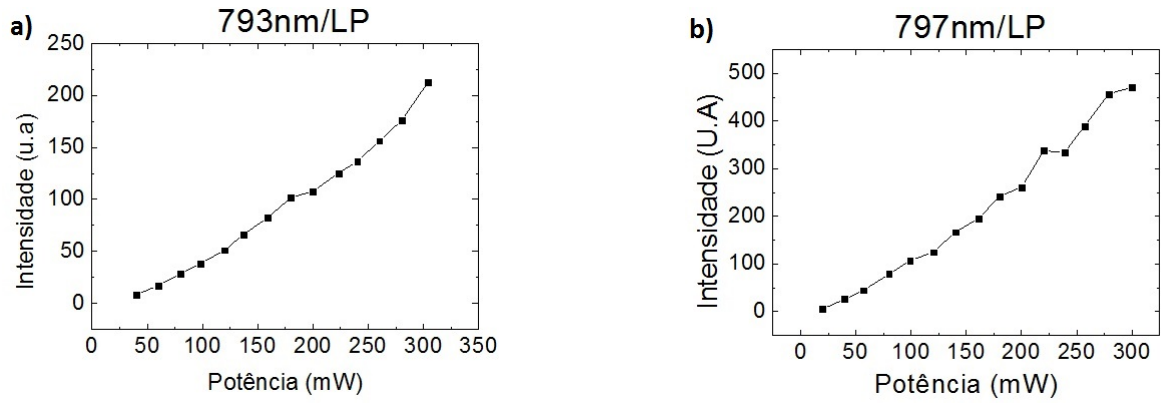


Figura 4.5: Como exemplos de gráficos obtidos para a variação da intensidade em função da potência de bombeamento para luz incidente linearmente polarizada (LP) foram escolhidos os comprimentos de onda de 793 nm (figura a) e 797 nm (figura b).

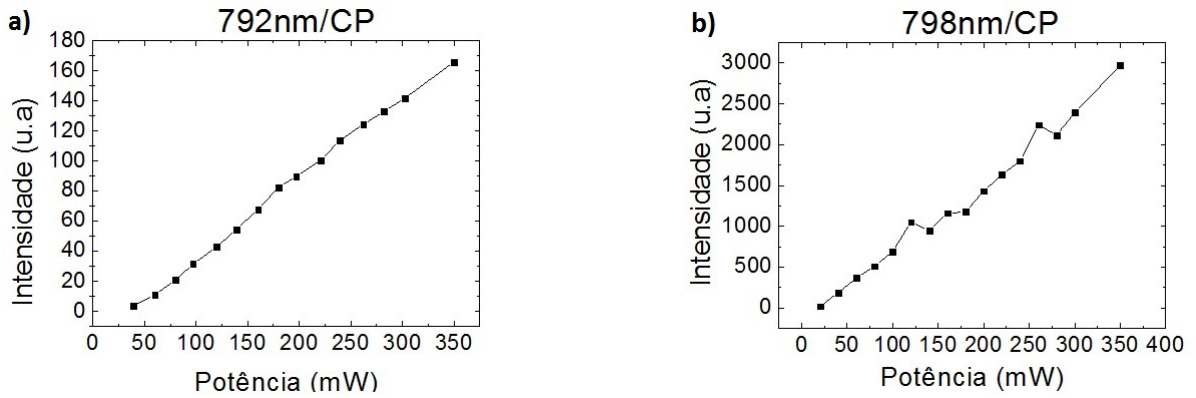


Figura 4.6: Como exemplos de gráficos obtidos para a variação da intensidade em função da potência de bombeamento para luz incidente circularmente polarizada (CP) foram escolhidos os comprimentos de onda de 792 nm (figura a) e 798 nm (figura b).

é, para outras sintonias o modo da cavidade se desdobra em dois: *upper* e *lower* polariton. Quando isso ocorre, dizemos que o sistema está em regime de acoplamento forte. Em 792 nm os polaritons são formados pelos éxcitons LH (*light hole*) e em 798 nm os polaritons são formados pelos éxcitons HH (*heavy hole*). Observa-se um regime de acoplamento forte mais evidente em 798 nm cujo comprimento de onda referente ao *Rabi-Splitting* é proporcional a 1,74 nm. Em 792 nm também há o regime de acoplamento forte, pois apesar de não ser facilmente perceptível o desdobramento, há um nítido alargamento do vale na curva de reflectância.

De agora em diante, todas as vezes que for mencionado polariton deve-se entender *lower* polariton que é o modo que será acessado nas medidas usando o laser no modo contínuo.

Diante da curva de reflectividade obtida e de acordo com o comportamento esperado para uma curva de *anticrossing*, figura (3.8), os polaritons formados pelos buracos pesados apresentam características mais excitônicas para comprimentos de onda menores que 798 nm. Em 798 nm eles se encontram em regime de acoplamento forte. A partir de 798 nm eles apresentam características fotônicas até que por fim haja o desacoplamento entre o fóton da cavidade e o exciton. Analogamente, os polaritons formados pelos buracos leves apresentam características mais fotônicas para comprimentos de onda maiores que 792 nm. Em 792 nm eles se se encontram em regime de acoplamento forte e antes de 792 nm eles apresentam características mais excitônicas.

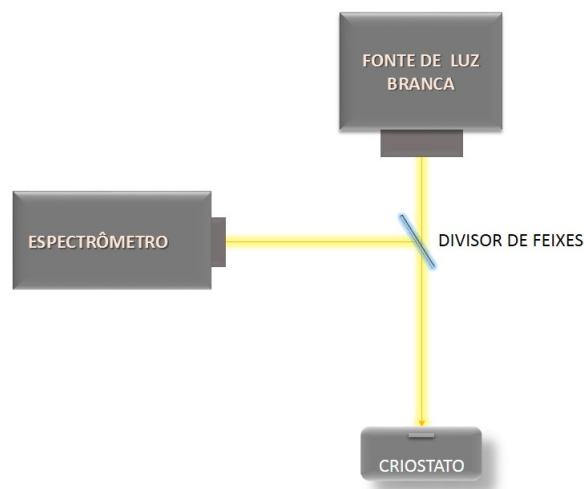


Figura 4.7: Montagem para aquisição da curva de reflectância.

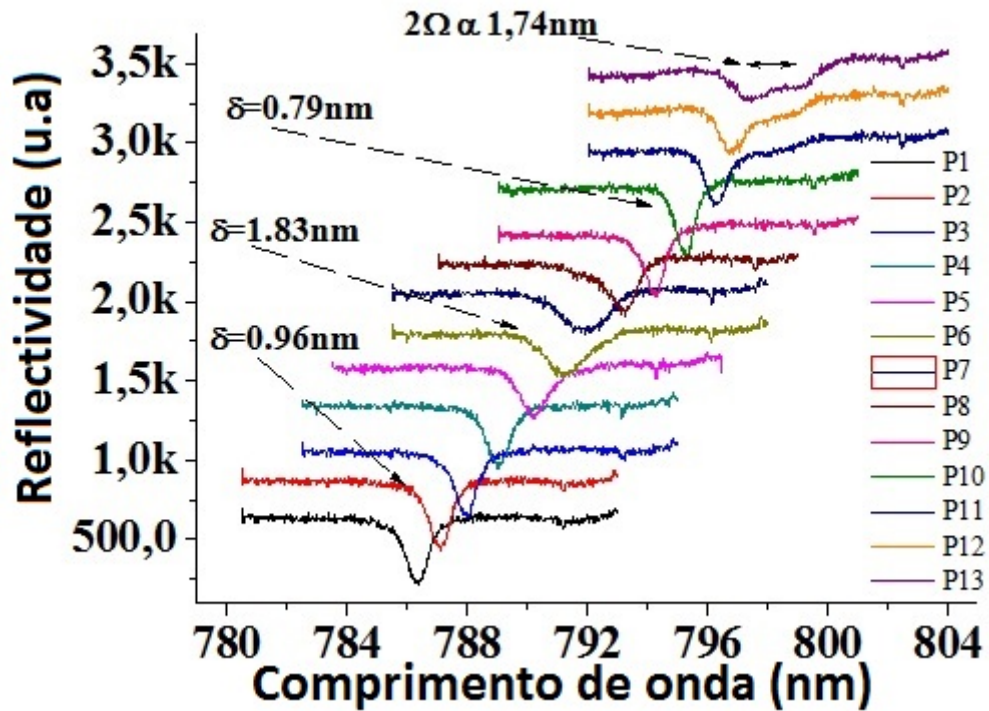


Figura 4.8: Curva de reflectividade em função do comprimento de onda para vários pontos na amostra (P1, P2, P3...).

4.5 Medindo o efeito Faraday em uma microcavidade

4.5.1 Descrição das medidas

Para medir o efeito Faraday foi montado um experimento como o da figura (4.2). Quando desejava-se medir com luz circularmente polarizada, a placa $\frac{\lambda}{4}$ era mantida na posição P1 e quando desejava-se medir com luz linearmente polarizada, a placa $\frac{\lambda}{4}$ era retirada da posição P1. A amostra foi resfriada à temperatura de 10 K. Inicialmente escolheu-se um comprimento de onda ressonante da cavidade: 791 nm. A posteriori selecionou-se uma potência usando o atenuador (P3) que foi medida pelo *powermeter* (P4) e logo em seguida o *powermeter* foi retirado do caminho óptico para não obstruir a passagem do laser. Quando o laser incidiu na amostra a emissão foi coletada e direcionada para ser analisada por uma placa $\frac{\lambda}{2}$ (P2). Para tanto, a placa foi girada

de 0 até 100 graus rodando de 5 em 5 graus. Lembrando que, como é discutido no Apêndice C, ao rodar 5 graus na placa, são rodados 10 graus no plano de polarização da luz emitida por ela. A cada 5 graus rodados na placa $\frac{\lambda}{2}$ foi tomado um espectro. Após chegar em 100 graus, a potência de bombeio foi modificada e todo o processo descrito acima repetido. Variou-se a potência de 20 mW em 20 mW aproximadamente, começando em 40 mW e indo até 350 mW. Ao chegar na potência de 350 mW mudou-se o comprimento de onda de 791 nm para 792 nm e todo o processo foi refeito. Os comprimentos de onda estudados foram próximos a 791 nm, 792 nm, 793 nm, 794 nm (que correspondem ao domínio dos polaritons gerados pelos buracos leves), 797 nm e 798 nm (que correspondem ao domínio dos polaritons gerados pelos buracos pesados). Um fluxograma da dinâmica para realização das medidas pode ser encontrado na figura (4.13).

Para cada potência de cada comprimento de onda foram feitos gráficos de intensidade por ângulo. Veja um exemplo na figura (4.10). Para uma melhor análise do efeito Faraday, foram feitos gráficos do grau de polarização linear para cada comprimento de onda. Para tanto, retirou-se as informações da intensidade máxima e da intensidade mínima dos gráficos de intensidade por ângulo e então tais valores foram substituídos na equação que fornece o grau de polarização (C.4). Com os dados do grau de polarização e da potência os gráficos do grau de polarização linear foram obtidos.

O ângulo corresponde à quantia que foi rodada na placa $\frac{\lambda}{2}$. E a intensidade é a área sob a curva de cada espectro tomado para cada ângulo. Veja um exemplo de espectro na figura (4.9). Observou-se que para alguns comprimentos de onda, os pontos críticos dos gráficos de intensidade por ângulo estavam se deslocando ao passo que era variada a potência de bombeamento. Isso pode ser visualizado nos gráficos de ângulo por potência que se encontram nas figuras: (4.11)e (4.12).

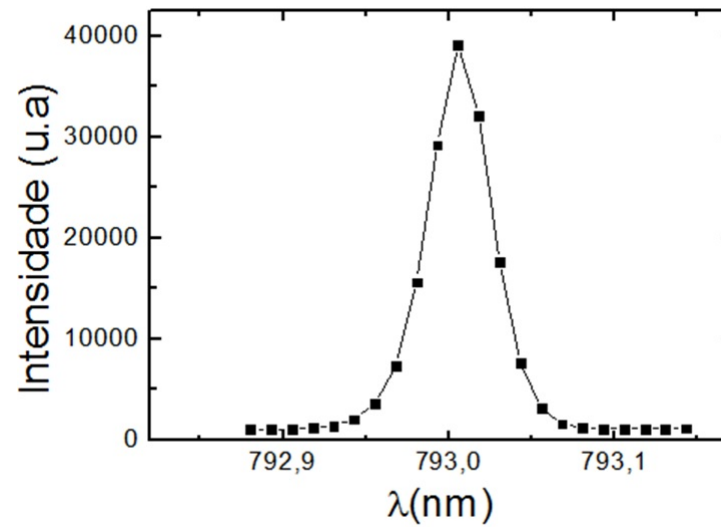


Figura 4.9: Exemplo de espectro para cavidade ressonante em 793 nm a uma potência de 140 mW com incidência de luz circularmente polarizada (CP).

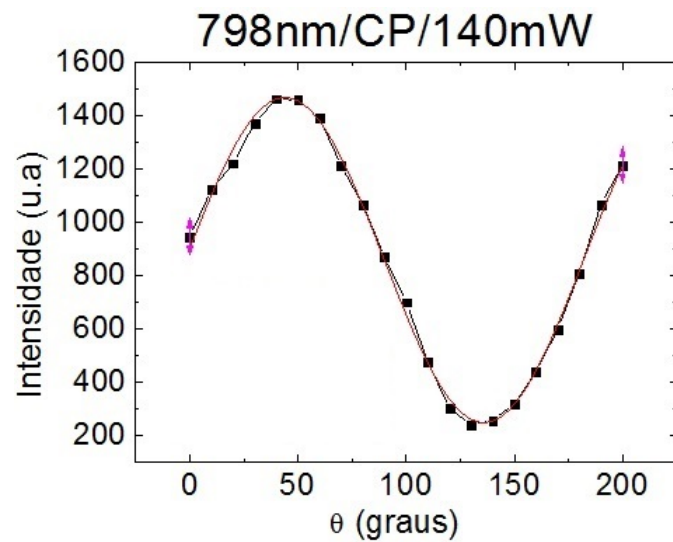


Figura 4.10: Gráfico de intensidade por ângulo para cavidade ressonante em 798 nm a uma potência de 140 mW com incidência de luz circularmente polarizada (CP).

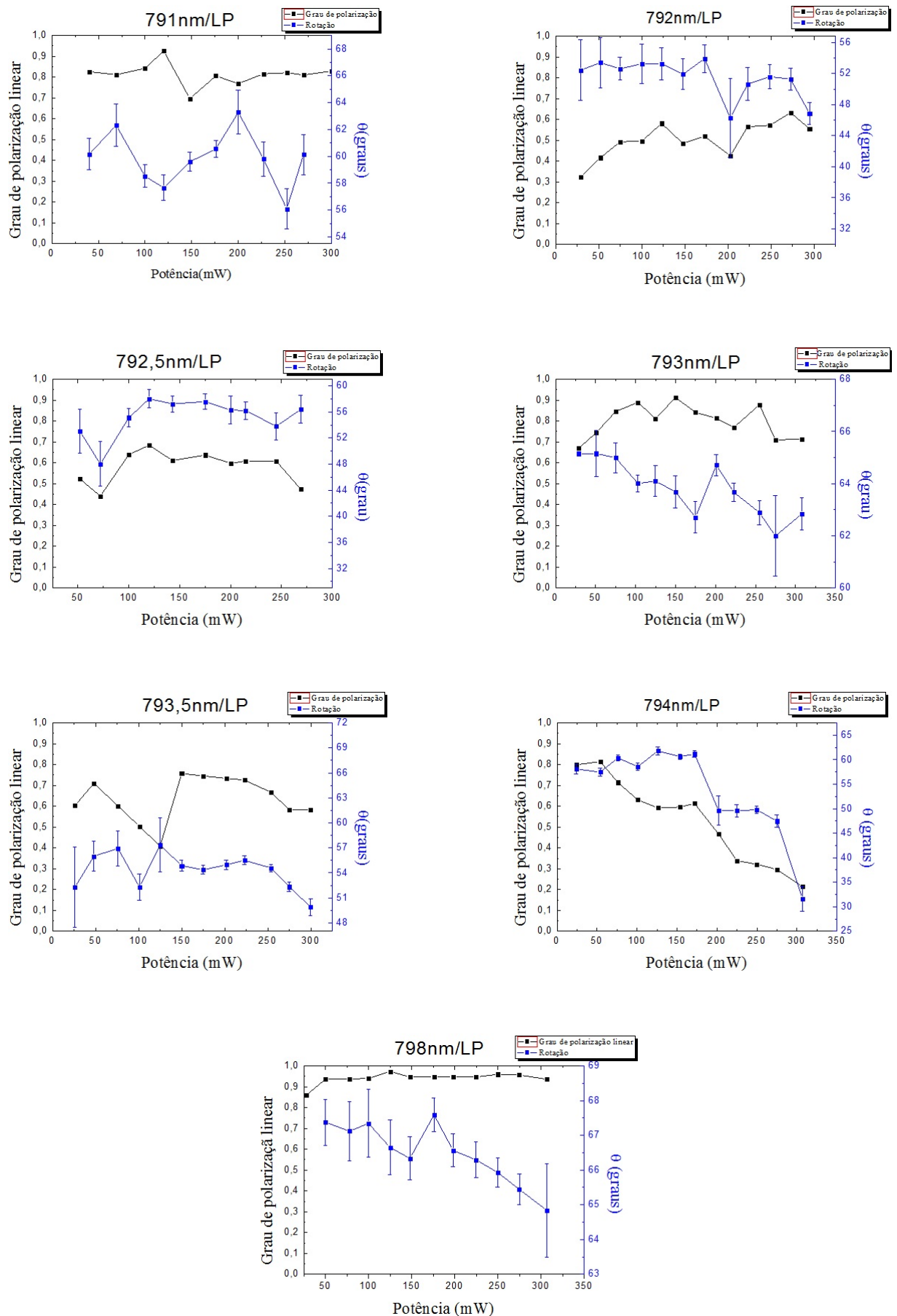


Figura 4.11: Variação do ângulo máximo e do grau de polarização em função da potência. O bombeamento foi feito usando luz LP.

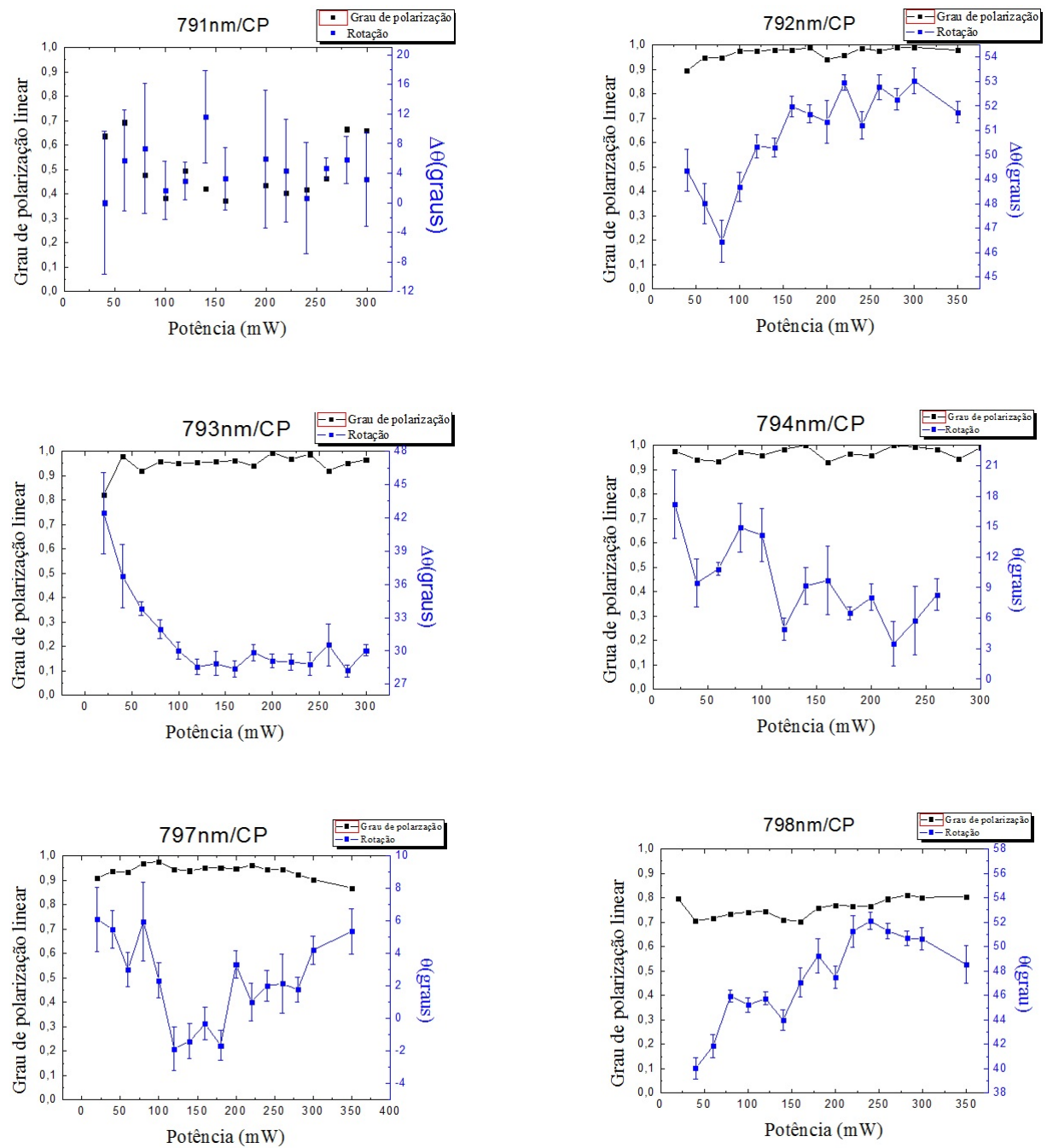


Figura 4.12: Variação do ângulo máximo e do grau de polarização em função da potência. O bombeamento foi feito usando luz CP.

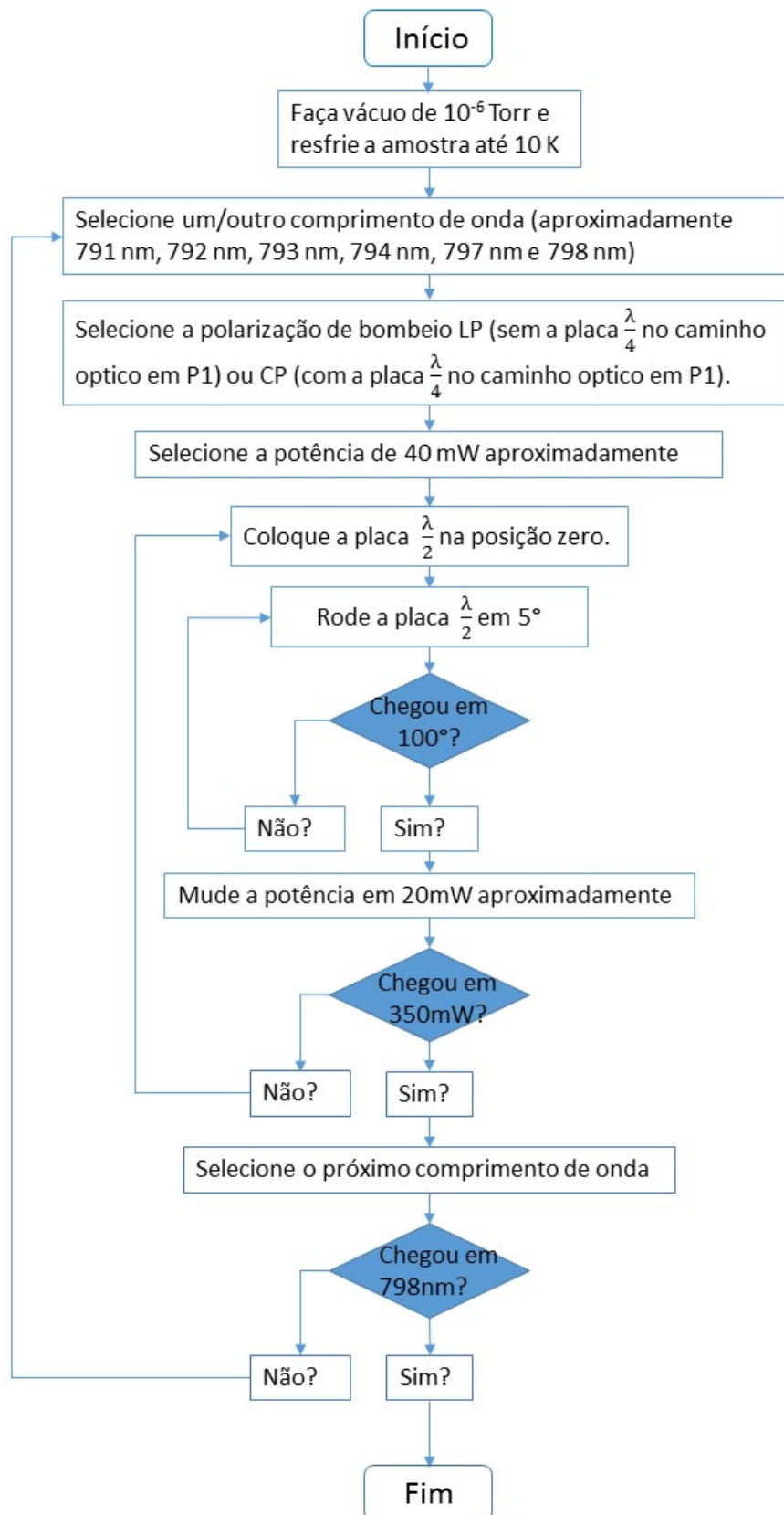


Figura 4.13: Fluxograma da dinâmica de coleta de dados para medidas de efeito Faraday.

Capítulo 5

Discussão dos resultados

Antes de iniciar as discussões sobre os resultados é importante ressaltar que segundo o que foi demonstrado no artigo de Solnyshkov et al. [5], o valor absoluto da rotação Faraday diminui com o aumento do ângulo de incidência da luz na microcavidade. A microcavidade estudada nesse artigo é composta de dois espelhos DBRs e contém um poço quântico simples de GaAs de 100 Å. Consoante ao exposto, a rotação Faraday para os polaritons mais fotônicos é maior que para os polaritons mais excitônicos. Isso acontece porque em uma cavidade com alto *cavity-Q* possivelmente o tempo de vida dos polaritons excitônicos é menor comparado com os polaritons fotônicos (lembrando que com o aumento do ângulo de incidência, os polaritons vão adquirindo características mais excitônicas como é possível ver na figura (3.8)). Nesse caso, em média os polaritons mais excitônicos, vão circular menos dentro da cavidade e consequentemente a rotação do plano de polarização da luz emitida, isto é, o efeito Faraday, será severamente reduzida para eles. Por esse motivo, os polaritons em estados mais fotônicos estão mais susceptíveis a apresentar uma maior rotação Faraday.

Também é relevante destacar que o *cavity-Q* é proporcional ao número de vezes que a luz circula na cavidade antes de escapar. Boas cavidades geralmente apresentam o *cavity-Q* superior a 1500. A cavidade descrita nesse trabalho possui *cavity-Q* de aproximadamente 1650.

Primeiramente será realizada uma análise das medidas usando luz circularmente

polarizada que, segundo as regras de seleção, provoca maior desequilíbrio da população de polaritons com spin para cima e spin para baixo e conseqüentemente maior campo efetivo, o que favorece a rotação do plano de polarização da luz. Posteriormente, serão tratadas as medidas usando luz linearmente polarizada.

- Medidas usando luz circularmente polarizada

Observou-se que ao incidir luz circularmente polarizada na microcavidade a luz emitida, pela maioria dos comprimentos de onda analisados, foi aproximadamente linearmente polarizada. As curvas referentes ao grau de polarização linear para os comprimentos de onda de 792 nm, 793 nm, 794 nm, 797 nm e 798 nm comprovam tal afirmativa. Esse fenômeno já havia sido observado por Cotta em 2004 em uma cavidade similar à essa [44]. Isso mostra que, houve uma mudança na polarização da luz emitida. Apenas em 791 nm não foi observado esse comportamento. Para 791 nm, o grau de polarização linear se manteve próximo de 0,4 para a potência de 100 mW até a potência de 300 mW.

Em 791 nm os polaritons são gerados pelos éxcitons LH. Nessa região eles são mais excitônicos. Pelo gráfico do ângulo θ por potência observa-se que há uma grande incerteza associada ao ângulo θ . Portanto, para 791 nm conclui-se que não é possível dizer se houve registros da rotação Faraday.

Em 792 nm há o regime de acoplamento forte entre o fóton da cavidade e o éxciton LH (vide (4.8)). Os polaritons formados pelos éxcitons LH sofrem influência do campo magnético efetivo extra gerado pelos buracos leves, isso contribui para a rotação do plano de polarização da luz emitida. Para 792 nm a rotação Faraday foi de aproximadamente $(5,2 \pm 0,6)^\circ$ como mostra o gráfico de ângulo θ por potência.

Em 793 nm e 794 nm os polaritons apresentam características mais fotônicas. Nessa região os polaritons ainda se encontram no domínio dos éxcitons LH, por isso ainda sofrem influência do campo magnético efetivo extra gerado pelos LH que contribui efetivamente para a rotação do plano de polarização. Pelo caráter fotônico dos polaritons, a rotação do plano de polarização para tais comprimentos de onda ainda poderia ser acumulada devido ao possível aumento do tempo de vida dos polaritons e

consequentemente ao maior número de viagens que a luz faz dentro da cavidade antes de escapar. A rotação Faraday para tais comprimentos de onda foi de aproximadamente $(10 \pm 1)^\circ$ e $(10 \pm 3)^\circ$, respectivamente.

Na região de 797 nm, os polaritons já são formados pelos éxcitons HH que são mais abundantes na microcavidade. A rotação no plano de polarização, para essa região em que os polaritons são mais excitônicos, é de $(7 \pm 1)^\circ$.

E por último em 798 nm percebe-se que há o regime de acoplamento forte mais acentuado como pode ser visto pela figura (4.8). O grau de polarização linear variou de 0,7 a 0,8. Os polaritons são formados pelos éxcitons HH, que como já foi dito, são mais abundantes na cavidade. O espalhamento dessas partículas proporciona um maior desequilíbrio de populações de polaritons com diferentes spins e consequentemente possibilita um aumento no campo magnético efetivo. Como resultado observou-se a maior rotação Faraday registrada nesse trabalho em valores absolutos: aproximadamente $(12,0 \pm 0,8)^\circ$.

- Medidas usando luz linearmente polarizada

Agora serão discutidos os dados obtidos incidindo luz linearmente polarizada. O aspecto gráfico da variação do grau de polarização linear e da variação do ângulo θ , ambos com a potência, ao incidir luz linearmente polarizada, não é semelhante ao observado quando foi incidido luz circularmente polarizada. Nos gráficos do grau de polarização linear de 791 nm e 791,5 nm percebe-se que o grau de polarização linear ficou próximo a 0,85 e 0,80 o que caracteriza uma luz com polarização aproximadamente linear. Nessa região os polaritons apresentam características mais excitônicas. Os mesmos são formados pelos éxcitons LH, assim sendo, há uma contribuição do campo magnético efetivo extra gerado pelos LH que favorece a rotação Faraday. Em 791 nm foi registrada uma possível rotação Faraday de aproximadamente $(5 \pm 1)^\circ$.

Em contrapartida, em 791,5 nm pelo gráfico do ângulo θ por potência, observa-se que há uma grande oscilação do ângulo com a potência e a incerteza associada a maioria dos ângulos também é muito grande. Portanto, para 791,5 nm conclui-se que não é possível dizer se houve registros da rotação Faraday.

Para os gráficos do grau de polarização de 792 nm; 792,5 nm; 793 nm; 793,5 nm e 794 nm, percebe-se que houve uma maior variação no grau de polarização linear com o aumento da potência, especialmente em 794 nm. Em 792 nm há o regime de acoplamento forte, já para os demais comprimentos de onda sobreditos, os polaritons são mais fotônicos. De 792 nm até 794 nm os polaritons são formados pelos buracos leves, à vista disso, há uma contribuição do campo magnético efetivo extra gerado pelos LH que favorece a rotação Faraday. No entanto, para luz LP, o campo devido ao desequilíbrio de população de polaritons será minimizado devido às regras de seleção. Os valores registrados para rotação do plano de polarização são aproximadamente: em 792 nm: $(6 \pm 2)^\circ$, em 792,5 nm: $(6 \pm 2)^\circ$, em 793 nm: $(2,3 \pm 0,5)^\circ$, em 793,5 nm: $(5 \pm 2)^\circ$, em 794 nm: $(11 \pm 1)^\circ$.

Já em 798 nm há o regime de acoplamento forte entre os fótons e os éxcitons HH. Observa-se que o grau de polarização se manteve praticamente inalterado com o aumento da potência. Nessa região não há campo efetivo extra gerado pelos buracos leves. Pelo grau de polarização linear e pelas regras de seleção não deve haver um desequilíbrio de populações de estados com spin *upper* e *down* necessário para criar um apreciável campo efetivo em Z, logo a rotação Faraday nessa região deve ser muito pequena, foram registrados cerca de $(1,9 \pm 0,6)^\circ$.

Era de se esperar, que houvesse uma maior rotação Faraday para a luz incidente circularmente polarizada, em valores absolutos. Esse resultado é facilmente visualizado no gráfico (5.1). A justificativa para tal expectativa é que o jeito mais eficiente de criar o desequilíbrio na orientação dos spins é proveniente da absorção de luz circularmente polarizada para transições interbandas. Tal desequilíbrio está intimamente relacionado ao aumento do campo efetivo na direção Z (tratado no capítulo 4) e conseqüentemente na rotação Faraday. A tabela (5.1) resume todos os resultados encontrados.

Há um trabalho na literatura feito por Kavokin et al. [38] em que é descrito um tratamento teórico e experimental de como um campo magnético externo aplicado influencia na polarização da luz linear que propaga em um microcavidade em modo

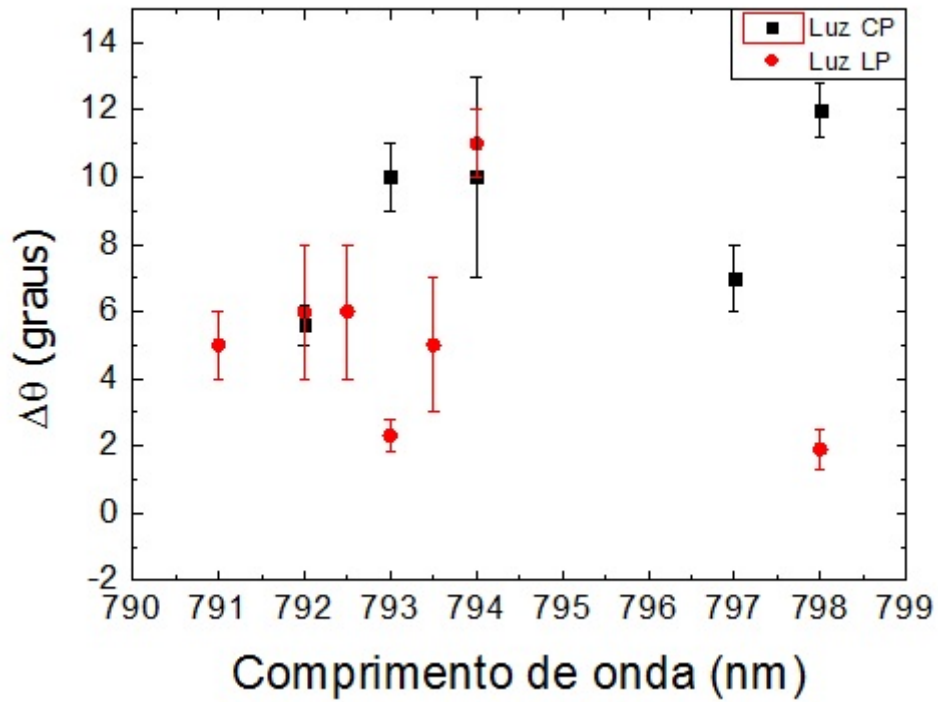


Figura 5.1: Variação do ângulo de rotação do plano de polarização em função do comprimento de onda.

Tabela 5.1: Resumo dos resultados encontrados

| Comprimento de onda (nm) | (para luz CP) $\Delta\theta \approx$ | (para luz LP) $\Delta\theta \approx$ |
|----------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|
| 791 | - | $(5 \pm 1)^\circ$ |
| 792 | $(5,6 \pm 0,6)^\circ$ | $(6 \pm 2)^\circ$ |
| 792,5 | - | $(6 \pm 2)^\circ$ |
| 793 | $(10 \pm 1)^\circ$ | $(2,3 \pm 0,5)^\circ$ |
| 793,5 | - | $(5 \pm 2)^\circ$ |
| 794 | $(10 \pm 3)^\circ$ | $(11 \pm 1)^\circ$ |
| 797 | $(7 \pm 1)^\circ$ | - |
| 798 | $(12,0 \pm 0,8)^\circ$ | $(1,9 \pm 0,6)^\circ$ |

ressonante com os HH e LH, ou seja no regime de acoplamento forte. Foi encontrado experimentalmente que a rotação Faraday para os HH sujeitos a um campo de 11,25T era de 3° e para os LH foi simulado que seria por volta de 6° para luz linearmente

polarizada. Isso corresponde à mesma ordem de grandeza dos valores encontrados nesse trabalho para luz linearmente polarizada: $(1,9 \pm 0,6)^\circ$ para os HH e $(6 \pm 2)^\circ$ para os LH.

5.1 Medidas *off* ressonante

O procedimento para a realização das medidas *off* ressonante foi exatamente o mesmo descrito acima para as medidas ressonante, com exceção da região em que o laser de bombeamento foi sintonizado. Ele foi sintonizado para um comprimento de onda menor que o comprimento de onda que corresponde à energia de emissão. Há grande variação na polarização no caso de medidas *off*. Se caso ocorrem processos de relaxação o grau de polarização vai ser modificado devido aos processos de relaxação que podem ocorrer como, por exemplo, pela interação com fônons entre outros [?]. Conseqüentemente em tais processos de relaxação a memória de polarização do laser incidente é perdida, por isso é possível afirmar que não houve a rotação Faraday para medidas *off* ressonante.

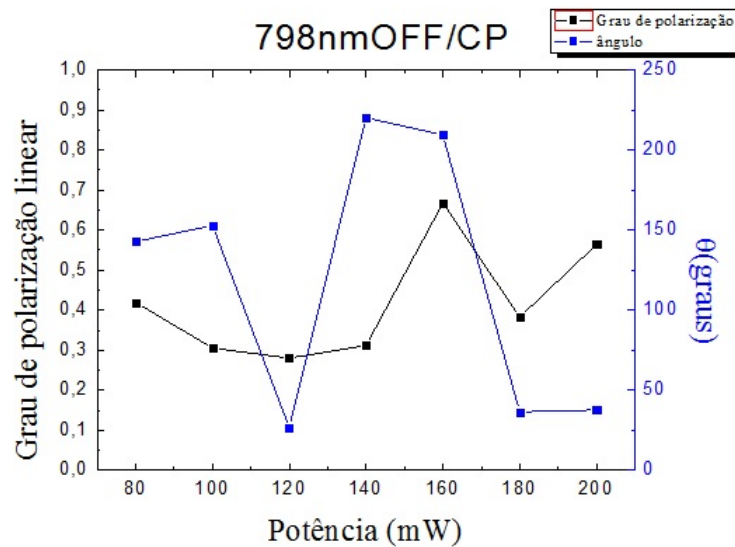


Figura 5.2: Variação do ângulo com a potência de bombeamento para região de 798 nm.

Capítulo 6

Conclusão

O objetivo principal desse trabalho foi o estudo da rotação do plano de polarização da luz emitida pelos *lower* polaritons confinados em uma microcavidade semicondutora. A rotação do plano de polarização ocorreu devido a um campo magnético efetivo resultante gerado no interior da microcavidade. O fenômeno estudado também é amplificado devido ao aumento no número de vezes que a luz circula dentro da cavidade até escapar.

Pelos resultados encontrados é possível constatar que a luz circularmente polarizada, na maioria dos casos, provoca uma maior rotação Faraday quando comparada à luz incidente linearmente polarizada. Isso porque, devido às regras de seleção o desequilíbrio de populações de polaritons com o spin para cima e para baixo é mais provável para a polarização circular da luz incidente. Isso provoca o aumento do campo magnético efetivo em Z. O comprimento de onda mais suscetível ao desequilíbrio de populações é 798nm, comprimento de onda em que ocorre o regime de acoplamento forte entre os éxcitons HH e fótons. Para esse valor há maior densidade populacional de polaritons devido ao número de buracos HH. Por isso, ao incidir luz linearmente polarizada nessa região a rotação Faraday registrada foi de $(1,9 \pm 0,6)^\circ$. Em contrapartida, ao incidir luz circularmente polarizada uma notável rotação Faraday de $(12,0 \pm 0,8)^\circ$ foi registrada.

Os polaritons gerados pelos éxcitons LH também contribuem com um campo efe-

tivo extra devido à interação spin órbita. Em 792nm é a região em que ocorre o regime de acoplamento forte entre os éxcitons LH e fótons. O efeito do campo magnético extra é tal que tanto para luz circularmente polarizada quanto para luz linearmente polarizada a rotação do plano de polarização da luz emitida pela cavidade se tornam comensuráveis para os polaritons oriundos dos éxcitons LH. Foi registrado uma rotação de $(5,6 \pm 0,6)^\circ$ para luz circularmente polarizada e $(6 \pm 2)^\circ$ para luz linearmente polarizada.

A rotação Faraday ainda é amplificada devido ao caráter fotônico do polariton. Os polaritons fóton-*like* tem maior tempo de vida dentro de cavidades com alto *cavity-Q*. Por isso eles circulam mais vezes lá dentro, acumulando assim, em cada percurso $\Delta\theta_{Faraday}$ que no final fornece uma rotação total de $N\theta_{Faraday}$, onde N o número de vezes que a luz circula dentro da cavidade. Em 794nm os polaritons estão em um estado mais fotônico, quando comparado aos demais comprimentos de onda. Além disso, nessa região eles são formados pelos éxcitons LH, o que sugere que eles estão sob efeito do campo magnético efetivo extra. Assim sendo, para 794nm a rotação Faraday gerada tanto para luz circularmente polarizada quanto para luz linearmente polarizada deve ser ampliada, conforme verificação experimental de: $(10 \pm 3)^\circ$ e $(11 \pm 1)^\circ$, respectivamente.

Conclui-se que a rotação Faraday opticamente induzida em uma microcavidade é um intrigante fenômeno que está intrinsecamente relacionado ao campo magnético efetivo resultante gerado pelos *lower* polaritons que influenciam de maneira direta na polarização da luz emitida pela cavidade. As propriedades observadas para a rotação Faraday explanada nessa dissertação podem ser melhor explicadas mediante o modelamento teórico dos fenômenos envolvidos. No entanto, tal esforço teórico foge do escopo desse trabalho e é sugerido como uma etapa seguinte a ser desenvolvida. Esse efeito ainda pode ser explorado futuramente na perspectiva de controlar a rotação do plano de polarização da luz emitida pela cavidade.

Apêndice A

Deduções

Neste apêndice será mostrado passo a passo o cálculo das componentes planares dinâmicas do pseudospin do polariton, a equação de Liouville-von Neumann e por fim a equação de movimento para $\langle p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle$

A.1 Cálculo das componentes planares dinâmicas do pseudospin do polariton

Para encontrar as componentes planares dinâmicas do pseudospin, será utilizado os operadores bosônicos para uma polarização linear do polariton já definidos no Capítulo 3:

$$p_{k,x} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{k\uparrow} + p_{k\downarrow}) \quad (\text{A.1})$$

$$p_{k,-x} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{k\uparrow} - p_{k\downarrow}) \quad (\text{A.2})$$

$$p_{k,y} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{k\uparrow} + ip_{k\downarrow}) \quad (\text{A.3})$$

$$p_{k,-y} = \frac{1}{\sqrt{2}}(p_{k\uparrow} - ip_{k\downarrow}) \quad (\text{A.4})$$

Seja:

$$S_{k,x} = \frac{1}{2} \left[\left\langle p_{k,x}^\dagger p_{k,x} \right\rangle - \left\langle p_{k,-x}^\dagger p_{k,-x} \right\rangle \right] \quad (\text{A.5})$$

$$S_{k,y} = \frac{1}{2} \left[\left\langle p_{k,y}^\dagger p_{k,y} \right\rangle - \left\langle p_{k,-y}^\dagger p_{k,-y} \right\rangle \right] \quad (\text{A.6})$$

Substituindo (A.2), (A.3), (A.4), (A.4) nas equações (A.6) e (A.6), encontra-se:

$$S_{k,x} = \frac{1}{2} \left[\left\langle \frac{1}{2} (p_{k\uparrow}^\dagger + p_{k\downarrow}^\dagger) (p_{k\uparrow} + p_{k\downarrow}) \right\rangle - \left\langle \frac{1}{2} (p_{k\uparrow}^\dagger - p_{k\downarrow}^\dagger) (p_{k\uparrow} + p_{k\downarrow}) \right\rangle \right] \quad (\text{A.7})$$

$$S_{k,y} = \frac{1}{2} \left[\left\langle \frac{1}{2} (p_{k\uparrow}^\dagger - ip_{k\downarrow}^\dagger) (p_{k\uparrow} + ip_{k\downarrow}) \right\rangle - \left\langle \frac{1}{2} (p_{k\uparrow}^\dagger + ip_{k\downarrow}^\dagger) (p_{k\uparrow} - ip_{k\downarrow}) \right\rangle \right] \quad (\text{A.8})$$

Pode-se reescrever as equações acima como:

$$S_{k,x} = \frac{1}{4} \left[\left\langle p_{\uparrow}^\dagger p_{\uparrow} + p_{\uparrow}^\dagger p_{\downarrow} + p_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow} + p_{\downarrow}^\dagger p_{\downarrow} \right\rangle - \left\langle p_{\uparrow}^\dagger p_{\uparrow} + p_{\downarrow}^\dagger p_{\downarrow} - p_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow} - p_{\uparrow}^\dagger p_{\downarrow} \right\rangle \right] \quad (\text{A.9})$$

$$S_{k,y} = \frac{1}{4} \left[\left\langle p_{\uparrow}^\dagger p_{\uparrow} + ip_{\uparrow}^\dagger p_{\downarrow} - ip_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow} + p_{\downarrow}^\dagger p_{\downarrow} \right\rangle - \left\langle p_{\uparrow}^\dagger p_{\uparrow} + p_{\downarrow}^\dagger p_{\downarrow} + ip_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow} - ip_{\uparrow}^\dagger p_{\downarrow} \right\rangle \right] \quad (\text{A.10})$$

Sabendo que o cálculo do o valor médio vem do cálculo de um traço e o traço da soma é a soma dos traços, então é possível agrupar os termos da seguinte forma:

$$S_{k,x} = \frac{1}{2} \left[\left\langle p_{\uparrow}^\dagger p_{\downarrow} \right\rangle + \left\langle p_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow} \right\rangle \right] \quad (\text{A.11})$$

$$S_{k,y} = \frac{1}{2i} \left[\left\langle p_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow} \right\rangle - \left\langle p_{\uparrow}^\dagger p_{\downarrow} \right\rangle \right] \quad (\text{A.12})$$

Para encontrar a parte real a e imaginária b de um número complexo $J = a + ib$ cujo seu complexo conjugado é $J^* = a - ib$, basta somar J e J^* e subtrair J de J^* , encontrando:

$$a = \frac{J + J^*}{2} \quad (\text{A.13})$$

$$b = \frac{J - J^*}{2i} \quad (\text{A.14})$$

Sabendo disso e usando o fato que: $(p_{\uparrow}^\dagger p_{\downarrow})^\dagger = p_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow}$ encontra-se:

$$S_{k,x} = \Re \left\langle p_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow} \right\rangle \quad (\text{A.15})$$

$$S_{k,y} = \Im \left\langle p_{\downarrow}^\dagger p_{\uparrow} \right\rangle \quad (\text{A.16})$$

Como se queria demonstrar.

A.2 Equação de Liouville-von Neumann

Seja ρ a matriz densidade de um estado puro definida como:

$$\rho = |\Psi\rangle \langle\Psi| \quad (\text{A.17})$$

Onde $|\Psi\rangle$ é um autoestado de H que depende do tempo, então a equação de schrodinger para esse autoestado é:

$$H |\Psi\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle \quad (\text{A.18})$$

A equação acima também pode ser rescrita como:

$$H \langle\Psi| = -i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \langle\Psi| \quad (\text{A.19})$$

Com isso é possível calcular a derivada temporal de ρ

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle \langle\Psi| = \left(\frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle \right) \langle\Psi| + |\Psi\rangle \left(\frac{\partial}{\partial t} \langle\Psi| \right) \quad (\text{A.20})$$

Usando as equações (A.18) e (A.19) encontra-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = \frac{1}{i\hbar} (H |\Psi\rangle \langle\Psi| - |\Psi\rangle \langle\Psi| H) = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] \quad (\text{A.21})$$

Com isso chega-se na equação de Liouville-von Neumann:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = [H, \rho] \quad (\text{A.22})$$

A.3 Equação de movimento

Quando todos os polaritons encontram-se no mesmo estado quântico, então seu Hamiltoniano é dado por:

$$H = \epsilon(p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow} - p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow}) + V_1(p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow} p_{\uparrow} + p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow} p_{\downarrow}) + 2V_2 p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow} \quad (\text{A.23})$$

E ele obedece a equação de Liouville-von Neumann:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = [H, \rho] \quad (\text{A.24})$$

Portanto, substituindo (A.23) em (A.24) tal que $\rho = p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow}$, tem-se:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} = \left[\left(\epsilon(p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow} - p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow}) + V_1(p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow} p_{\uparrow} + p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow} p_{\downarrow}) + 2V_2 p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow} \right), p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \right] \quad (\text{A.25})$$

Para efetuar esse cálculo são utilizadas as seguintes propriedades de comutação entre operadores:

$$[A + B, C] = AC + BC \quad (\text{A.26})$$

$$[AB, C] = A[B, C] + [A, C]B \quad (\text{A.27})$$

$$[AB, CD] = AC[B, D] + A[B, C]D + C[A, D]B + [A, C]DB \quad (\text{A.28})$$

Além das seguintes relações de comutação [41]:

$$[p_{m'}, p_m^{\dagger}] = \delta_{m, m'} \quad (\text{A.29})$$

$$[p_{m'}^{\dagger}, p_m^{\dagger}] = 0 \quad (\text{A.30})$$

$$[p_{m'}, p_m] = 0 \quad (\text{A.31})$$

Onde m e m' corresponde a projeção do momento angular no eixo z , ou seja o spin.

Efetuando esse cálculos encontra-se:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} = 2V_1 \left(p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} - p_{\uparrow} p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \right) + 2V_2 \left(p_{\uparrow} p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} - p_{\uparrow} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow} p_{\uparrow}^{\dagger} \right) \quad (\text{A.32})$$

Em seguida calcula-se o valor médio usando a definição:

$$\langle B \rangle = Tr(\rho B) \quad (\text{A.33})$$

Considerando que o traço é invariante sobre permutações ciclicas e as relação de comutação encontra-se:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle = \frac{i}{\hbar} 2(V_1 - V_2) \left[\langle p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\downarrow} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle - \langle p_{\uparrow}^{\dagger} p_{\uparrow} p_{\downarrow}^{\dagger} p_{\uparrow} \rangle \right] \quad (\text{A.34})$$

Apêndice B

Dados técnicos da amostra

Tabela B.1: Dados técnicos da amostra

| Perfil | Grupo | Rep. | Moles (%) | Espessura (Å) | Dopante | Conc. |
|--------------------|-------|------|-----------|----------------------|---------|----------------------|
| GaAs | | | | 50 | Be | $1,0 \times 10^{18}$ |
| AlGaAs | | | 20 | 539 | Nenhum | |
| AlAs | | | | 688 | Nenhum | |
| AlGaAs | 2 | x21 | 20 | 590 | Nenhum | |
| AlAs | 2 | x21 | | 688 | Nenhum | |
| AlGaAs | | | 30 | 1154 | Nenhum | |
| GaAs | | | | 100 | Nenhum | |
| AlGaAs(s/ rotação) | | | 30 | 1154 | Nenhum | |
| AlAs | | | | 688 | Nenhum | |
| AlGaAs | 1 | x26 | 20 | 590 | Nenhum | |
| AlAs | 1 | x26 | | 688 | Nenhum | |
| GaAs | | | | 5000 | Nenhum | |
| GaAs substrato | | | | $(625 \pm 25) \mu m$ | Si | |

Apêndice C

Polarização da luz

A luz é descrita através da resolução das equações de Maxwell no vácuo [51]. Elas podem ser desacopladas de maneira a obter duas equações de onda: uma para o campo magnético \vec{H} e outra para o campo elétrico \vec{E} . As soluções dessas equações são dadas em ondas planas. Para uma onda harmônica \vec{k} , \vec{H} e \vec{E} são ortogonais [13]. A direção do campo elétrico é a direção da polarização da luz. Uma onda luminosa pode ser classificada segundo a sua polarização. Ela pode ser linearmente polarizada, circularmente polarizada, elipticamente polarizada ou até mesmo não polarizada. Quando as amplitudes \vec{H}_0 e \vec{E}_0 são vetores reais e constantes a onda é dita linearmente polarizada. Nesse caso o vetor campo elétrico é dado por:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - wt)} \quad (\text{C.1})$$

Se caso o vetor campo elétrico gira com uma determinada frequência então a onda é circularmente polarizada. Assim sendo, a amplitude é um vetor complexo em que suas componentes tem tamanhos iguais. O vetor campo elétrico de uma onda circularmente polarizada que propaga na direção z é:

$$\vec{E} = E_0 (i\vec{i} \pm i\vec{j}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - wt)} \quad (\text{C.2})$$

Onde $E_0 \in \mathfrak{R}$. Se caso o sinal de (C.2) é positivo, então a luz é circularmente polarizada à esquerda. Se o sinal de (C.2) é negativo, então a luz é circularmente

polarizada à direita. Todavia, quando a amplitude é um vetor complexo em que suas componentes não tem os tamanhos iguais a luz é elipticamente polarizada. O vetor campo elétrico que propaga na direção z é:

$$\vec{E} = (E_0\vec{i} \pm iE_0'\vec{j})e^{i(\vec{k}\vec{r}-wt)} \quad (\text{C.3})$$

Já uma onda luminosa não polarizada a direção do campo elétrico flutua aleatoriamente.

Um feixe de luz pode não ser totalmente polarizado em uma direção. Para saber o quanto uma luz é linearmente polarizada deve-se calcular o seu grau de polarização linear que é definido como:

$$\rho = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (\text{C.4})$$

Onde I_{max} (I_{min}) é a intensidade máxima (mínima) da luz transmitida por um polarizador linear quando esse é girado de 0 até 360 graus. O grau de polarização varia de 0 até 1. Visto que 1 corresponde a luz completamente polarizada linearmente e 0 a luz completamente não polarizada linearmente. É possível mudar a polarização da luz usando alguns dispositivos. Nas próximas seções serão tratados alguns desses dispositivos utilizados nos experimentos descritos no capítulo 4: a placa de $\frac{1}{4}$ de onda e a placa de $\frac{1}{2}$ onda.

C.1 Placa de um quarto de onda

Pelo princípio da superposição a luz circularmente polarizada pode ser obtida introduzindo um deslocamento de fase $\frac{\pi}{2}$ entre duas componentes de uma onda linearmente polarizada. Para isso é necessário um dispositivo denominado placa de $\frac{1}{4}$ de onda. Ele é construído de materiais como calcita e mica que são cristais com dois eixos ópticos que podem ser perpendiculares entre si com diferentes índices de refração: n_r e n_l . Esses eixos ópticos são denominados eixo rápido e eixo lento. Se a luz linearmente polarizada incide a 45 graus dos eixos, parte da luz propaga no material com uma

determinada velocidade e parte propaga com outra velocidade tal que a diferença de fase entre as componentes do feixe emergente seja:

$$\delta = (k_l - k_r)d \quad (\text{C.5})$$

Onde d é a espessura da placa, k_r e k_l é o módulo do vetor de onda da luz que propaga na direção do eixo óptico com índice de refração n_r e n_l respectivamente. Para que a luz saia circularmente polarizada, então $\delta = \frac{\pi}{2}$. Logo:

$$\frac{\lambda_0}{4} = (n_l - n_r)d \quad (\text{C.6})$$

Onde λ_0 é o comprimento de onda da luz que incide na placa mensurado no vácuo. Isto posto, percebe-se que a diferença de caminho é igual a $\frac{1}{4}$ do comprimento de onda λ_0 . Se o feixe incidente estiver a um ângulo que não seja a 45 graus, a luz que sai é elipticamente polarizada.

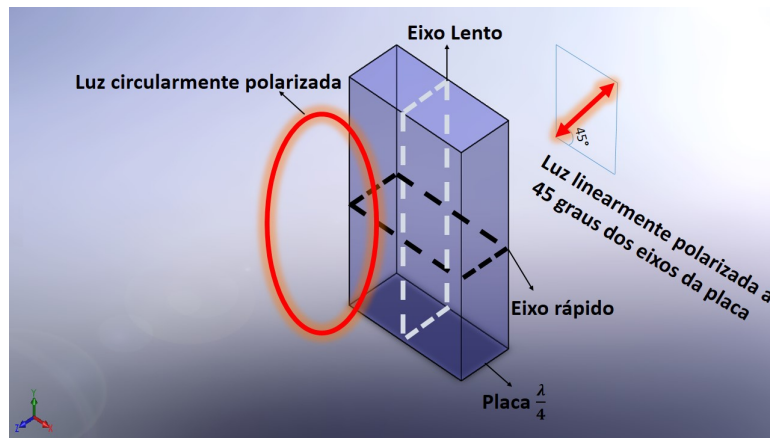


Figura C.1: Luz circularmente polarizada obtida através de uma placa de um quarto de onda.

C.2 Placa de meia onda

A função de uma placa de $\frac{1}{2}$ onda é girar a polarização da luz em 90 graus se essa onda incide a 45 graus dos eixos de transmissão. Essa placa é fabricada aos mesmos

moldes da placa de um quarto de onda, porém ela introduz uma diferença de fase de π . Logo:

$$\frac{\lambda_0}{2} = (n_l - n_r)d \quad (C.7)$$

Neste caso a diferença de caminho é de $\frac{1}{2}$ comprimento de onda. Se a onda não estiver polarizada a 45 graus do eixo de transmissão e sim de θ , então o campo será rodado 2θ ao passar pela placa.

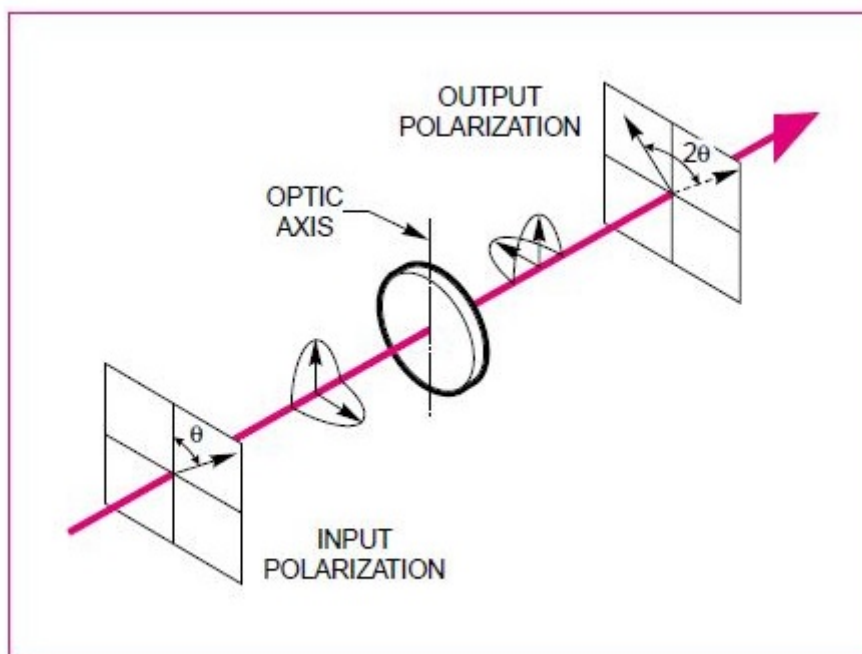


Figura C.2: Rotação da polarização por uma placa meia de onda. Imagem retirada da referência [52].

Referências Bibliográficas

- [1] Alexey Kavokin. Exciton-Polaritons in Microcavities: Present and Future. *Applied Physics A*, 89(2):241–246, 2007.
- [2] Alexey Kavokin and Guillaume Malpuech. *Cavity Polaritons*, volume 32. Academic Press, 2003.
- [3] Alexey Kavokin, IA Shelykh, G Malpuech, and P Bigenwald. Quantum Theory of spin Dynamics of Exciton-Polaritons in Microcavities. *Physical Review Letters*, 92(1):017401, 2004.
- [4] R Winkler, SJ Papadakis, EP De Poortere, and M Shayegan. *Spin-Orbit Coupling in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, volume 41. Springer, 2003.
- [5] DD Solnyshkov, MM Glazov, IA Shelykh, AV Kavokin, EL Ivchenko, and G Malpuech. Magnetic Field Effect on Polarization and Dispersion of Exciton-Polaritons in Planar Microcavities. *Physical Review B*, 78(16):165323, 2008.
- [6] Rakshyakar Giri, Steeve Cronenberger, Maria Vladimirova, Denis Scalbert, KV Kavokin, MM Glazov, Michal Nawrocki, Aristide Lemaitre, and Jacqueline Bloch. Giant Photoinduced Faraday Rotation due to the Spin-Polarized Electron Gas in an n-GaAs Microcavity. *Physical Review B*, 85(19):195313, 2012.
- [7] TVA Souza and FM Matinaga. Polariton Spin Faraday Rotation in a Microcavity. In *PHYSICS OF SEMICONDUCTORS: 30th International Conference on the Physics of Semiconductors*, volume 1399, pages 1025–1026. AIP Publishing, 2011.

- [8] MA Kaliteevskii, AV Kavokin, and PS Kop'ev. Faraday Rotation of Light in a Microcavity. *Semiconductors*, 31(7):747–751, 1997.
- [9] G Salis and M Moser. Faraday-Rotation Spectrum of Electron Spins in Microcavity-Embedded GaAs Quantum Wells. *Physical Review B*, 72(11):115325, 2005.
- [10] M Haddad, R André, R Frey, and C Flytzanis. Enhanced Faraday Rotation in an Asymmetric Semiconductor Microcavity. *Solid State Communications*, 111(2):61–65, 1999.
- [11] T Kuroda, Y Hashimoto, and F Minami. Photo-induced Faraday Rotation in GaAs/AlGaAs Multiple Quantum Wells. *Journal of Luminescence*, 94:551–554, 2001.
- [12] Sérgio C Zilio. *Óptica Moderna*. São Carlos-SP: Instituto de Física de São Carlos, 2009.
- [13] Grant R Fowles. *Introduction to Modern Optics*. Courier Corporation, 2012.
- [14] Leandro Malard Moreira. Bipolaritons em uma Microcavidade Semicondutora. Master's thesis, Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Física, 2006.
- [15] Alexey Kavokin, Jeremy J Baumberg, Guillaume Malpuech, and Fabrice P Laussy. *Microcavities*. Oxford University Press, 2007.
- [16] Charles Thomas Foxon and John Orton. *Molecular Beam Epitaxy: A Short History*. Oxford University Press, USA, 2015.
- [17] Mohamed Henini. *Molecular Beam Epitaxy: From Research to Mass Production*. Newnes, 2012.
- [18] Claude Cohen-Tannoudji and Bernard Diu. *Quantum Mechanics*. A Wiley-Interscience Publication, 1977.

- [19] Neil W Ashcroft and N David Mermin. *Física do Estado Sólido*. Cengage Learning, 2011.
- [20] Ivan S Oliveira and Vitor LB de Jesus. *Introdução à Física do Estado Sólido*. Editora Livraria da Física, 2005.
- [21] Charles Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. Wiley, 2005.
- [22] Hilton A Mello and Ronaldo S Biasi. *Introdução a Física dos Semicondutores*. Editora Edgard Blucher. São Paulo, 1975.
- [23] Chihiro Hamaguchi and C Hamaguchi. *Basic Semiconductor Physics*, volume 212. Springer, 2001.
- [24] Jasprit Singh. *Physics of Semiconductors and Their Heterostructures*. McGraw-Hill, New York, 1993.
- [25] Marius Grundmann. *The Physics of Semiconductors*. Springer, 2010.
- [26] Claude Weisbuch and Borge Vinter. *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications*. Academic press, 2014.
- [27] Manuel Cardona and Y Yu Peter. *Fundamentals of Semiconductors*. Springer, 2005.
- [28] David J Griffiths. *Introduction to Quantum Mechanics*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice Hall, 1995.
- [29] Victor Schmidt Comitti. Splitting Longitudinal-Transversal em uma Microcavidade Semicondutora. Master's thesis, Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Física, 2013.
- [30] Daniele Sanvitto and Vladislav Timofeev. *Exciton Polaritons in Microcavities: New Frontiers*, volume 172. Springer Science & Business Media, 2012.
- [31] Hui Deng. *Dynamic Condensation of Semiconductor Microcavity Polaritons*. PhD thesis, stanford university, 2006.

- [32] H Goldstein, C Poole, and J Safko. *Classical Mechanics*. Addison Wesley, 1992.
- [33] Marina Bezerra Eiras da Silva. Oscilação Paramétrica: Dinâmica Populacional de Polaritons em uma Microcavidade. Master's thesis, Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Física, 2013.
- [34] Nivaldo A Lemos. *Mecânica Analítica*. Editora Livraria da Física, 2007.
- [35] Leslie E Ballentine. *Quantum Mechanics: a Modern Development*. World scientific, 1998.
- [36] V Savona, Z Hradil, A Quattropani, and P Schwendimann. Quantum Theory of Quantum-Well Polaritons in Semiconductor Microcavities. *Physical Review B*, 49(13):8774, 1994.
- [37] Bahaa E A Saleh and Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*, volume 22. Wiley New York, 1991.
- [38] Alexey Kavokin, MR Vladimirova, MA Kaliteevski, O Lyngnes, JD Berger, HM Gibbs, and G Khitrova. Resonant Faraday Rotation in a Semiconductor Microcavity. *Physical Review B*, 56(3):1087, 1997.
- [39] Thonimar Vieira de Alencar Souza. Dinâmica do Pseudo-Spin de Éxciton-Polariton em Microcavidade Semicondutora. Master's thesis, Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Física, 2010.
- [40] Lucio Claudio Andreani, Francesco Tassone, and Franco Bassani. Radiative Lifetime of Free Excitons in Quantum Wells. *Solid State Communications*, 77(9): 641–645, 1991.
- [41] Antonio Fernando Ribeiro de Toledo Piza. *Mecânica Quântica*. Edusp, 2003.
- [42] Klaus D Mielenz. *Measurement of Photoluminescence*, volume 3. Academic Press, 1982.

- [43] Michel Che and Jacques C Védérine. *Characterization of Solid Materials and Heterogeneous Catalysts: From Structure to Surface Reactivity*. John Wiley & Sons, 2012.
- [44] Eduardo A. Cotta. Estudos de Efeitos Eletrodinâmicos Numa Microcavidade Semicondutora com um Poço Quântico (SQW) de GaAs. Master's thesis, Universidade Federal de Minas Gerais, Departamento de Física, 2004.
- [45] Benoit Deveaud. *The Physics of Semiconductor Microcavities*. John Wiley & Sons, 2007.
- [46] Paula Magda da Silva Roma. Estudo de Formação de Exciton-Polariton em Regime de Acoplamento Forte em Microcavidades Semicondutoras. Master's thesis, Universidade Federal do Amazonas, 2010.
- [47] PG Savvidis, JJ Baumberg, RM Stevenson, MS Skolnick, DM Whittaker, and JS Roberts. Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier. *Physical Review Letters*, 84(7):1547, 2000.
- [48] C Ciuti, P Schwendimann, B Deveaud, and A Quattropani. Theory of the Angle-Resonant Polariton Amplifier. *Physical Review B*, 62(8):R4825, 2000.
- [49] Gunnar Björk, Anders Karlsson, and Yoshihisa Yamamoto. Definition of a Laser Threshold. *Physical Review A*, 50(2):1675, 1994.
- [50] S Kundermann, M Saba, C Ciuti, T Guillet, U Oesterle, JL Staehli, and B Deveaud. Coherent Control of Polariton Parametric Scattering in Semiconductor Microcavities. *Physical Review Letters*, 91(10):107402, 2003.
- [] Mikhail I Dyakonov. *Spin Physics in Semiconductors*, volume 157. Springer Science & Business Media, 2008.
- [51] John David Jackson and John D Jackson. *Classical Electrodynamics*, volume 3. Wiley New York, 1962.

- [52] AZO Optics. Changing the State of Polarization Using Retarders, February 2016.
URL <http://www.azooptics.com/Article.aspx?ArticleID=870>.