

UM ESTUDO SOBRE CRISTAIS FOTÔNICOS 1D E 2D.
Pablo Thiago Valentim

Maio de 2013

UM ESTUDO SOBRE CRISTAIS FOTÔNICOS 1D E 2D.

Pablo Thiago Valentim

Orientador: Paulo Sérgio Soares Guimarães

Tese apresentada à
UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS,
como requisito parcial para a obtenção do grau de
DOUTOR EM CIÊNCIAS.

Março de 2013

À minha amada família.

Agradecimentos

- Agradeço à Universidade Federal de Minas e ao Departamento de Física pela excelente formação.
- Agradeço ao meu orientador Paulo Sérgio Soares Guimarães pela amizade e extrema competência e capacidade de ensinar física de maneira simples e descontraída.
- Agradeço ao Professor Herbert Vink Posada pela intensa colaboração, pelos valiosos ensinamentos, mas principalmente pela amizade.
- Agradeço à University of Sheffield e ao meu orientador durante o estágio sanduíche Professor Maurice S. Skolnick pela excelente orientação e pela valiosa experiência adquirida.
- Um sincero muito obrigado a todos os amigos que fiz em Sheffield, em especial a Dominik Szymanski, Krisada Rawiraswattana, Sajeev Jeganathan Kurumurth Guda, Sang Lang, Isaac Luxmoore, Ben Jhones e Mrs. Una Monsior.
- A todos os membros da República Diagonal (Viçosa) e Horizontal (Belo Horizonte) dedico os meus sinceros agradecimentos pelo companheirismo, amizade e os memoráveis momentos de descontração.
- Agradeço a todos os amigos do grupo de semicondutores, Carlos G. Pankiewicz, Andreza Germana, Weber Feu, Marcelo Valadares, Juan Pablo Vasco, Carlos Parra e André Gonçalves pela amizade conferida, pelas discussões divertidas sobre física e pelo companheirismo.
- Agradeço à turma de Física UFV 2000 e agregados pelo privilégio da amizade sincera e duradoura.
- À minha família dedico os mais sinceros agradecimentos, pela paciência, companheirismos, compreensão e amor.
- A todos aqueles que de maneira direta ou indireta contribuíram para que este trabalho obtivesse êxito.
- Ao CNPq e CAPES pelo suporte financeiro.
- A Deus, por ter colocado todas as pessoas acima em minha vida.

Resumo

Nesta tese iremos exibir uma série de trabalhos realizados em sistemas de cristais fotônicos unidimensionais e bidimensionais, sendo eles, em ordem: micropilares circulares de AlGaAs/GaAs, cristais fotônicos do tipo heteroestrutura dupla (PCDH) e cavidades do tipo L3. Primeiramente abordaremos um trabalho realizado em micropilares circulares onde o intuito foi estudar a influência da luz emitida pelos pontos quânticos (QD) inseridos sobre a intensidade relativa dos modos excitados da cavidade. Como resultado mostramos que tal intensidade depende tanto da posição quanto da polarização média do *ensemble* de QD.

No segundo trabalho propomos uma maneira mais cômoda e eficiente de se realizar experimentos de transmissão em cristais fotônicos com excitação e coleta de sinal feitas na direção normal. Para tal utilizamos amostras que possuíam grades de difração fabricadas dos dois lados de estruturas PCDH. Através de imagens de infravermelho constatamos a transmissão da luz através do dispositivo, contudo nas medidas de transmissão não fomos capazes de observar nenhum modo da cavidade devido à presença de vários modos de *Fabri – Perot*.

No final desta tese exibimos os resultados de medidas de sintonia QD/modo em cavidade L3 fabricadas no interior de junções p-i-n e estudamos seus efeitos em experimentos de fotoluminescência (PL) com excitação ressonante e não ressonante. Observamos uma sensível diminuição do *background* dos espectros das amostras que foram excitadas com excitação ressonante em relação àquelas com excitação não ressonante. Além disso, em experimentos de refletividade observamos uma considerável queda na intensidade do pico de refletividade do modo fundamental quando este se encontrava em perfeita sintonia com um QD num sistema governado pelo acoplamento fraco.

Por fim relatamos, em experimentos de refletividade com polarização resolvida, interessantes mudanças na forma de linha do espectro de refletividade do modo fundamental de cavidades L3 causadas pela variação da polarização da radiação incidente. Nossos resultados apontam que tal fenômeno é causado, de forma controlada, pela interferência entre o modo quantizado da cavidade e o contínuo de

modos eletromagnéticos espalhados no entorno do cristal em uma clara assinatura do fenômeno de interferência de Fano.

Abstract

Throughout this thesis we are going to present a series of works concerning the study of the properties of one and two-dimensional photonic crystal systems such as: AlGaAs/GaAs circular microcavities, double heterostructures photonic crystal cavities (PCDH) and L3 cavities. Firstly, we introduce a study carried out on circular microcavities systems where the aim was to understand the influence of the light emitted by the embedded quantum dot (QD) ensemble over the cavity excited modes relative intensity. As a result we showed that such intensity depends both on the QD position in the plane of the cavity and on the average polarization of the ensemble of QD.

In the second work we propose an easier and efficient way to perform transmission experiments on photonic crystal systems where the excitation and signal collection are made with respect to the normal direction. For doing it, we use samples that have diffraction gratings on both sides of double heterostructures photonic crystal cavities, fabricated in the same semiconductor chip. We were able to visually observe the signal transmitted through the device extension applying an infrared imaging technique, but however we did not resolve any cavity mode due to the presence of many Fabri – Perot modes in the transmitted spectrum.

In the final chapter we show the results of QD/mode tuning measurements carried out in L3 cavity systems fabricated in the centre of p-i-n semiconductor junctions and study the effects of such a tuning on photoluminescence experiments realized with resonant and non-resonant excitation. Directly comparing our results we observed a significant decrease in the background of those samples that were excited with resonant excitation in relation to those excited with non-resonant excitation. Furthermore, in reflectivity experiments performed in the same set of samples we observed a considerable decrease in the fundamental mode intensity when the detuning between the mode and the nearest embedded QD was roughly null in a system governed by the weak coupling.

Lastly we report about changes in the reflectivity peak symmetry of the L3 cavities when their fundamental modes were excited with white light at different degrees of linear polarization. Our results indicate that the observed phenomenon

takes place, in a controlled way, due to an interference process between the quantized L3 fundamental mode and the continuum of scattered modes in the vicinities of the crystal in a clear signature of the Fano interference phenomenon.

Índice

RESUMO	III
ABSTRACT	V
CAPÍTULO 1	1
1.1 CAVIDADES SEMICONDUTORAS	1
1.2 ACOPLAMENTO FRACO E FORTE	5
1.2.1 Acoplamento fraco	6
1.2.2 Acoplamento forte	10
1.3 CRISTAIS FOTÔNICOS	13
1.3.1 Cristais fotônicos unidimensionais	13
1.3.2 Autofunções e autoestados em um cristal fotônico unidimensional	16
1.3.3 Modos evanescentes e modos localizados	21
1.4 CRISTAIS FOTÔNICOS 2D E 3D	23
1.4.1 Cristais fotônicos bidimensionais	23
1.4.2 Uma menção aos cristais fotônicos tridimensionais	27
1.5 CONCLUSÃO	29
1.6 REFERÊNCIAS	30
CAPÍTULO 2	34
2.1 UM ESTUDO SOBRE MICROPILARES	34
2.1.1 Introdução	34
2.1.2 Um breve panorama dos micropilares	35

2.2 A INFLUÊNCIA DA ORIENTAÇÃO DO DIPOLO DO QD SOBRE A EFICIÊNCIA DE EMISSÃO DOS MODOS EXCITADOS EM MICROPILARES CIRCULARES.	43
2.2.1 Amostras e aparato experimental.....	43
2.2.2 Resultados e discussão	45
2.3 CONCLUSÃO	52
2.4 REFERÊNCIAS	53
CAPÍTULO 3.....	56
3.1 HETEROESTRUTURAS FOTÔNICAS ACOPLADAS A GRADES DE DIFRAÇÃO.	56
3.1.1 Introdução	56
3.1.2 Grades de difração: Uma abordagem teórica geral.....	58
3.1.3 A geometria de uma grade de refração	60
3.1.4 Efeitos de interferência em grades de difração: uma consideração sobre o substrato.	62
3.1.5 Fator de decaimento da radiação.....	64
3.1.6 Acoplamento Vertical	66
3.1.7 Grades com ranhuras curvadas	69
3.2 A CAVIDADE FOTÔNICA.....	74
3.3 CARACTERIZAÇÃO ÓPTICA	77
3.3.1 Sistema de medidas.....	77
3.3.2 Medidas de μ -PL via grade de difração	79
3.3.3 Experimentos de transmissão.....	83
3.4 CONCLUSÃO	88
3.5 REFERÊNCIAS	89
CAPÍTULO 4.....	91

Um estudo sobre cristais fotônicos 1D e 2D

4.1 EXPERIMENTOS DE REFLETIVIDADE EM CAVIDADES L3 DE GAAS	91
4.1.1 Introdução	91
4.1.2 Amostras, sistema de medidas e experimentos de sintonia QD/modo	93
4.1.3 Medidas de refletividade dos pontos quânticos e dos modos fotônicos das cavidades L3	99
4.2 RESSONÂNCIA DE FANO EM CAVIDADES L3 DE GAAS.....	104
4.2.1 Introdução	104
4.2.2 Descrição experimental, resultados e discussão	106
4.3 CONCLUSÃO.....	114
4.4 REFERÊNCIAS	116
CAPÍTULO 5.....	121
CONCLUSÃO GERAL E PERSPECTIVAS	121
5.1 Conclusão.....	121
5.2 Perspectivas.....	123
5.3 REFERÊNCIAS	125

Capítulo 1

*We sail, through endless skies, stars
shine like eyes, the black night sighs.
... As we travel the universe”*

Planet Caravan (Black Sabbath)

1.1 Cavidades semicondutoras

Atualmente a informação se tornou um bem valioso. Sua manipulação, transferência e decodificação são temas altamente discutidos nos meios comerciais, científicos e de defesa. Contudo, apesar de desafiante, o avanço crescente do conhecimento das propriedades físicas e estruturais de materiais semicondutores e das técnicas de fabricação e processamento de dispositivos nos permitiu atingir um patamar tecnológico privilegiado. Os semicondutores possuem propriedades eletrônicas e ópticas especiais que nos possibilitam desenvolver sistemas complexos nos quais se podem obter tanto o controle do fluxo de elétrons [1.1] quanto o da radiação eletromagnética [1.2], ou até mesmo se observar interação dos elétrons com a luz no interior da matéria [1.3]. No entanto, ainda faz-se necessário tornar mais eficiente e seguro a troca e geração da informação. Os computadores atuais funcionam graças ao transporte controlado de elétrons em dispositivos conhecidos como transistores, encontrados no interior dos seus processadores [1.4]. Contudo a transmissão de dados não é totalmente segura, haja vista a necessidade de criptografar os dados antes da transmissão, além da existência de antivírus e outros tipos de proteções virtuais. Outro aspecto desvantajoso é a perda de informação causada pela interação indesejada entre elétrons no interior dos processadores. Haveria então uma solução para tais problemas? Segundo a mecânica quântica a resposta a essa pergunta seria afirmativa. Em tese seria possível mudar a forma como os computadores processam informação, ou seja, ao contrário de se usar algoritmos clássicos poderíamos aplicar algoritmos quânticos que explorariam outras propriedades físicas do sistema, tais como, o spin do elétron, a polarização da luz, a interação luz/matéria e outros, que além de tornar a troca de informação mais segura, ainda poderia aumentar

a capacidade e a velocidade dos processadores de uma maneira sem precedentes [1.5 a 1.7]. Esse novo estilo de se manipular a informação recebe o nome de computação quântica ou mais abrangentemente, informação quântica.

Mas para atingir a tão sonhada computação quântica muitas perguntas fundamentais ainda devem ser respondidas. Por isso hoje muito grupos de pesquisa no mundo inteiro têm se dedicado a estudar sistemas onde se pode observar a interação da luz com a matéria, sejam eles em sistemas macroscópicos formados, por exemplo, por átomos aprisionados em grandes cavidades ópticas supercondutoras [1.8 a 1.10], ou em sistemas semicondutores formados por cavidades microscópicas que contêm emissores de luz, tais como pontos quânticos (QD) [1.11 e 1.12] ou poços quânticos (QW) [1.13-1.15]. Mas porque não sistemas puramente eletrônicos ou ópticos? É sabido que elétrons interagem fortemente entre si, dessa forma a informação gerada em um sistema como esse pode sofrer modificações que alteram o seu estado final, inviabilizando o seu uso. Em sistemas puramente ópticos o que se observa é exatamente o problema contrário, os fótons não interagem. Logo o que se procura é um meio termo, ou seja, um sistema no qual se possa ter um alto controle da interação dos seus constituintes, por isso a opto-eletrônica parece ser mais atraente. De uma maneira geral, estamos interessados em um dispositivo que utilize a luz proveniente de transições eletrônicas em um QD ou em QW para transmitir informações. Essa própria luz poderia ser utilizada para modificar as propriedades radiativas dos emissores dado que se atingisse a geometria ideal para tal. É nesse sentido que as cavidades ópticas chamam tanta atenção. Diferentemente do que foi descrito por Einstein para um átomo no vácuo, a probabilidade com a qual os elétrons desse átomo sofrem transições pode ser modificada. Para isso basta mudar a forma com que esses elétrons interagem com o campo eletromagnético (EM) de sua vizinhança. Os fenômenos que ocorrem nestes sistemas dão origem à eletrodinâmica quântica de cavidades, “*Cavity Quantum Electrodynamics*” (CQED).

Nesta tese estaremos apresentando alguns trabalhos realizados em sistemas de microcavidades semicondutoras conhecidos como cristais fotônicos, “*Photonic Crystals*” (PhC). Ao longo do texto serão abordados quatro tipos de PhC, cada um deles classificados segundo à sua geometria e arranjo estrutural, sendo eles: os micropilares, as cavidades L3, as heteroestruturas fotônicas e as cavidades L3 acopladas a junções p-i-n, onde o primeiro é um cristal fotônico unidimensional e os sucessores bidimensionais. Todos esses dispositivos são formados por camadas de

GaAs e AlGaAs e sua geometria final foi obtida aplicando técnicas apuradas de microfabricação que consistiram, de maneira geral, em litografia por feixe de elétrons, “*Electron Beam Lithography*” (EBL) e corrosão por feixe de íons reativos, “*Reactive Ion Etching*” (RIE).

Na próxima seção vamos descrever algumas das principais características quânticas e estruturais dos PhC’s mencionados acima. Além disso, abordaremos de maneira pragmática alguns fenômenos de eletrodinâmica quântica observados nesses sistemas, tais como o efeito Purcell, o acoplamento fraco e o acoplamento forte.

No capítulo 2 apresentaremos os resultados de um trabalho realizado em micropilares de GaAs/AlGaAs cujo escopo foi estudar a influência da polarização média dos QD inseridos em micropilares circulares de 1.5 μm de diâmetro nominal sobre a intensidade relativa dos três primeiros modos excitados dos mesmos. Observou-se que pilares nominalmente idênticos podem apresentar diferenças marcantes na intensidade dos seus modos excitados em experimentos de microfotoluminescência (PL) não ressonante. A aleatoriedade de distribuição dos QD de InAs, tanto em tamanho, posicionamento e constituição, pode render manifestações diferentes no tocante à polarização média do ensemble, o que acarreta variações na intensidade relativa dos espectros detectados. Todos os resultados experimentais foram modelados computacionalmente utilizando-se o programa “*Cavity Modelling Framework*” (CAMFR) em colaboração com a “*Universidad de Antioquia*”, Medellín, Colômbia. A precisa superposição dos espectros teóricos e experimentais e a análise dos perfis eletromagnéticos de cada um dos modos nos permitiram entender como a polarização influenciava a intensidade dos modos observados.

Em seguida, no capítulo 3, apresentaremos um estudo sobre as propriedades de um novo dispositivo fotônico composto da junção de uma heteroestrutura fotônica bidimensional com grades de difração, ambos fabricados *on chip*. Este estudo tem como objetivo propor uma maneira mais eficiente de se realizar experimentos de transmissão à baixa temperatura em PhC utilizando-se o mesmo aparato experimental usado em experimentos de PL em incidência normal. Foram realizados experimentos de PL não ressonante com um laser de hélio-neônio (HeNe) e de transmissão utilizando-se uma fonte de luz branca gerada a partir de uma fibra óptica fotônica comercial. Os resultados se mostraram promissores, mas algumas otimizações ainda devem ser implementadas.

No quarto capítulo desenvolvemos uma nova técnica para realizar experimentos com excitação ressonante usando uma fonte de luz branca. Essa técnica nos permitiu realizar medidas de PL com baixa potência e observar as linhas de emissão de QD inseridos na cavidade eliminando o efeito do *background* comumente presente em experimentos que utilizam excitação não ressonante e que em muitos casos podem mascarar ou dificultar a visualização da luz emitida pelos QD da cavidade. Todas as amostras estudadas consistiam de um dispositivo misto que envolvia a fabricação de cavidades do tipo L3 no interior de junções p-i-n. Estes dispositivos nos permitiram realizar a sintonia QD - modo de uma maneira muito mais sensível e controlada. Normalmente tal sintonia é realizada variando-se a temperatura do criostato no interior do qual se localiza a amostra. No entanto, tal técnica traz consigo alguns inconvenientes experimentais, tais como, instabilidade do sistema e longo tempo para estabilização da temperatura. Por outro lado, esse novo dispositivo misto nos permite realizar o mesmo experimento de uma maneira mais rápida e estável que o método convencional. Ao contrário do método convencional, mudando-se a tensão aplicada nos terminais da junção p-i-n fomos capazes de alterar localmente a temperatura do dispositivo de forma mais rápida, eficiente e com alto grau de reprodutibilidade. Tal técnica já é utilizada por vários grupos de pesquisa ao longo do mundo e resultados de notável importância já vem sendo obtidos. Além disso, este capítulo será dedicado ao estudo do fenômeno de interferência de Fano observado em cavidades fotônicas do tipo L3 em experimentos de refletividade realizados utilizando-se luz branca e um sistema de medidas com polarização cruzada. Foi observado neste estudo que o espectro de refletividade do modo fundamental das cavidades L3 apresenta uma modificação na sua forma de linha quando excitado com luz em diferentes polarizações. As formas de linha variam desde Lorentzianas simétricas até assimétricas evidenciando claramente a ocorrência do fenômeno de interferência de Fano. A origem de tal fenômeno está ligada à interferência entre o modo fundamental da cavidade, que é quantizado, e o contínuo de estados eletromagnéticos formado pela luz espalhada nas vizinhanças do filme semiconductor (*slab*). Análises teóricas nos permitiram modelar as formas de linhas e obter os fatores de assimetria para cada um dos espectros observados.

No quinto capítulo apresentaremos uma conclusão geral resumindo todos os principais resultados obtidos, além de apresentar algumas perspectivas de

trabalhos futuros, mas que de alguma forma já vem sendo realizados paralelamente.

1.2 Acoplamento fraco e forte

Nos últimos anos sistemas semicondutores nanométricos passíveis da observação de fenômenos de eletrodinâmica quântica têm recebido considerável atenção [1.16]. Esses sistemas são o análogo no estado sólido dos sistemas átomo - cavidade extensivamente estudados. Em sistemas como esses podem ser observados processos de acoplamento quântico forte e fraco entre os modos eletromagnéticos de uma cavidade e um emissor de luz localizado em seu interior. Em decorrência a este acoplamento, fenômenos como o aumento da taxa de emissão espontânea, efeito Purcell [1.17], podem ser observados e novos dispositivos opto - eletrônicos podem ser implementados. O interesse maior em tais cavidades vem exatamente da possibilidade de sua utilização na fabricação de dispositivos que podem ser facilmente integrados a sistemas opto - eletrônicos. Do ponto de vista da computação quântica e da criptografia quântica, sistemas como estes são altamente desejáveis, pois permitem a fabricação de dispositivos como fontes de fótons únicos, que, neste campo, atuariam como emissores altamente coerentes de informação [1.18 a 1.22].

Diversos tipos de cavidades semicondutoras têm sido investigados, como micropilares, ou micropostes [1.23], discos com modos tipo “galeria sussurrante” [1.24], defeitos em cristais fotônicos bidimensionais [1.25], heteroestruturas de cristais fotônicos bidimensionais [1.26] e outros. Os cristais fotônicos são estruturas que apresentam em sua constituição um arranjo periódico de materiais de índice de refração diferentes. De modo análogo ao que acontece em um sólido cristalino, no qual a variação periódica do potencial elétrico da rede gera faixas de energia permitidas e faixas de energia proibidas para o transporte eletrônico [1.27], em um cristal fotônico a variação periódica do índice de refração leva à formação de faixas de frequências eletromagnéticas permitidas e faixas proibidas para a propagação da luz no interior da estrutura [1.22]. Os parâmetros de maior relevância nesses sistemas são a geometria do dispositivo, período e contraste entre os índices de refração dos materiais envolvidos. A escolha dos materiais e os ajustes nos parâmetros citados

acima nos permitem escolher quais serão as frequências passíveis ou não de propagação.

As frequências da faixa proibida, ou do *gap* fotônico, como é conhecido, não podem existir na estrutura. Porém, a introdução deliberada de um defeito, ou seja, um desvio na periodicidade pode produzir frequências permitidas no interior desse *gap*, localizadas espacialmente na região do defeito. Este efeito é semelhante ao que ocorre em cristais semicondutores, onde a introdução de impurezas na rede cristalina do material gera níveis de energia permitidos dentro do *gap* de energia eletrônico na região do espaço onde está localizada a impureza [1.27 e 1.28]. Esta propriedade desta forma abre caminho para a criação de cavidades ópticas, que podem confinar fótons de determinadas frequências em uma região delimitada do espaço (veja, por exemplo, as referências [1.21 a 1.26]). A grande vantagem propiciada pelos cristais fotônicos é possibilidade de produção de cavidades com tamanhos extremamente pequenos, ou seja, cavidades cujo volume é da ordem $(\lambda/n)^3$, onde λ/n é o comprimento de onda da radiação eletromagnética no material [1.25]. A partir de agora vamos abordar alguns aspectos estruturais de dois sistemas de cristais fotônicos genéricos, os unidimensionais e bidimensionais. O objetivo das seções seguintes será elucidar alguns dos principais fenômenos de eletrodinâmica quântica observados em tais sistemas, tais como o efeito Purcell, a supressão da emissão e o acoplamento forte.

1.2.1 Acoplamento fraco

Em meados da década de 40 E. M. Purcell observou que sobre dadas circunstâncias a taxa de emissão de átomos inseridos em cavidades eletromagnéticas poderia ser modificada [1.17]. Ele previu que a taxa de emissão espontânea no vácuo Γ_{vac} destes átomos poderia ser multiplicada por um fator que descreveria uma relação estreita de sintonia entre a luz proveniente do emissor e os possíveis modos eletromagnéticos existentes em uma cavidade óptica. Matematicamente essa relação é definida como: $\Gamma_{cav.} = F_P \Gamma_{vac.}$, onde $\Gamma_{cav.}$, $\Gamma_{vac.}$ são a taxa de emissão do átomo dentro e fora da cavidade e F_P o fator Purcell. Quando próximo ou, em sintonia, com a cavidade, o átomo, ou emissor, pode experimentar um aumento na sua taxa de emissão, o que é comumente conhecido como Efeito Purcell. Por outro lado, em sistemas muito semelhantes, também é possível se observar o efeito inverso, ou seja, a

diminuição desta taxa, quando o sistema átomo/cavidade encontra-se em plena dissintonia. A este fenômeno dá-se o nome de supressão da emissão espontânea. A figura 1.1 ilustra de forma pictórica o efeito de se retirar um átomo do vácuo e confiná-lo em uma cavidade óptica.

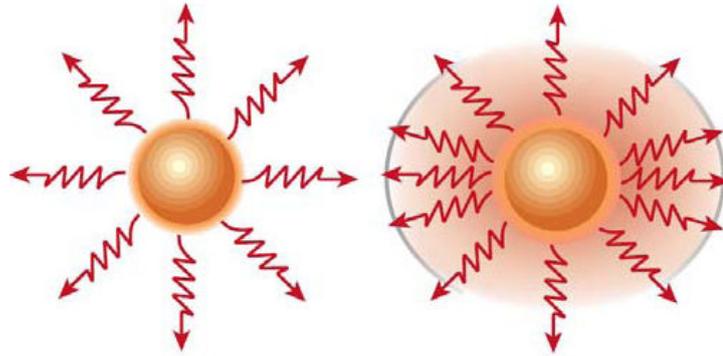


Figura 1.1: Efeito Purcell. Aumento da taxa de emissão através do acoplamento emissor/cavidade. Lado esquerdo representa a taxa de emissão de um átomo fora da cavidade. Lado direito a mudança na emissão do átomo quando inserido em uma cavidade óptica. Retirada da referência [1.16].

O fator Purcell de uma forma geral é dado por:

$$F_p = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{\lambda}{n} \right)^3 \frac{Q}{V_{\text{Efeito}}}, \quad (1.1)$$

onde n é o índice de refração da cavidade, λ é o comprimento de onda da luz no vácuo, Q é o fator de qualidade da cavidade e V_{Efeito} é o volume ocupado pela onda estacionária do modo da cavidade. A expressão que define o volume efetivo é mostrada logo abaixo na equação 1.2:

$$V_{\text{efetivo}} = \frac{\iiint n(\vec{r})^2 |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{n^2 |\vec{E}_{\text{max}}|^2}, \quad (1.2)$$

onde $n(\vec{r})$ é a dependência espacial do índice de refração e n é o índice de refração na posição do máximo do campo elétrico $\vec{E}(\vec{r})$ do modo.

Tomando por base alguns argumentos fenomenológicos vamos tentar deduzir a expressão para o efeito Purcell fornecida acima na equação 1.1. Olhemos por um instante para a densidade de estados do campo eletromagnético (E. M.) no vácuo,

figura 1.2. Como já é bem conhecida, a densidade de estados $\rho(E)$ no vácuo aumenta com o quadrado da energia [1.17]. Por outro lado, ao construímos uma cavidade, o que realmente estamos fazendo é gerar fronteiras físicas para o campo E. M.. Estas novas condições de contorno forçam uma alteração da densidade de estados $\rho(E)$ do campo original. Os estados que antes estavam espalhados em um contínuo de energia passam agora a residir em faixas mais estreitas do espectro, como é ilustrado pela Lorentizeana na figura 1.2. Além disso, o aumento da densidade de estados nesta faixa Lorentizeana estreita também leva um aumento da intensidade do campo E. M local. [1.17].

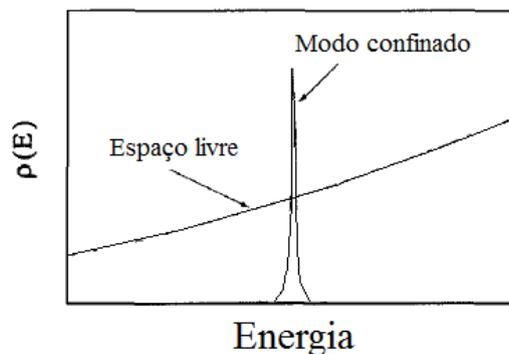


Figura 1.2: Densidade de estados para o campo eletromagnético no espaço livre e no interior de uma cavidade. Retirada da referência [1.17].

Consideremos agora uma cavidade óptica com apenas um modo e um emissor em seu interior. Suponhamos que esse emissor possa ser modelado como um dipolo elétrico, um sistema de dois níveis, digamos: $|e,0\rangle$ e $|g,1\rangle$ onde o primeiro corresponde ao estado excitado do dipolo, mas com zero fóton no modo e o segundo ao dipolo no estado fundamental e com um fóton no modo (emissão de um fóton). Devemos considerar que o modo da cavidade tenha largura de linha maior que a do emissor, de forma que este último enxergue uma densidade “quase infinita” de modos. Para que ocorra um aumento na taxa de emissão espontânea o emissor deve ser localizado próximo ao máximo do campo eletromagnético do modo da cavidade e deve ainda estar sintonizado espectralmente a este modo [1.29]. A equação 1.3 abaixo nos fornece a taxa de emissão de um dipolo em uma posição r_e interagindo por um tempo t com o campo elétrico do modo de uma cavidade.

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar^2} \left| \langle e, 0 | \vec{d} \cdot \vec{E}(r_e) | g, 1 \rangle \right|^2 \rho(\omega_e) \quad (1.3)$$

O termo $\vec{d} \cdot \vec{E}(r_e)$ representa o Hamiltoniano para o acoplamento entre o dipolo \vec{d} e o campo elétrico na posição do emissor r_e e $\rho(\omega_e)$ a densidade de estados do modo na frequência do emissor. Seguindo este raciocínio, o elemento de matriz acima é calculado para cada uma das frequências do modo eletromagnético visto pelo dipolo elétrico. De fato, a equação 1.1 pode ser deduzida a partir da equação 1.3, tanto para sistemas de acoplamento fraco quanto para acoplamento forte, vide referência [1.17]. Tomemos novamente a expressão para o fator Purcell fornecida acima no texto e isolemos F_p , o que em outras palavras, $F_p = \Gamma_{\text{cav.}} / \Gamma_{\text{vac.}}$.

$$\frac{\Gamma_{\text{cav.}}}{\Gamma_{\text{vac.}}} = \frac{3Q(\lambda_{\text{cav.}}/n)^3}{4\pi V_{\text{efetivo}}} \frac{\Delta\omega_{\text{cav.}}^2}{4(\omega - \omega_{\text{cav.}})^2 + \Delta\omega_{\text{cav.}}^2} \cdot \frac{|\vec{E}(\vec{r}_e)|^2}{|\vec{E}_{\text{max}}|^2} \cdot \eta^2 \quad (1.4)$$

Onde $\eta^2 = \vec{d} \cdot \vec{E} / |\vec{d}| \cdot |\vec{E}|$ descreve as possíveis combinações das orientações de \vec{d} e \vec{E} . O primeiro termo da equação 1.4 exibe apenas propriedades relacionadas à cavidade, os outros termos dependem da interação emissor/cavidade. Fazemos então três considerações: primeiro: suponhamos que o emissor e a cavidade estejam em perfeita sintonia, ou seja, que $\omega_{\text{cav.}} = \omega$. Segundo: que o dipolo esteja localizado sobre o máximo do campo elétrico da cavidade e por último: que o dipolo elétrico esteja alinhado com a orientação do campo elétrico da cavidade. Desta forma os três últimos termos da equação 1.4 se reduzem à unidade, sobrando apenas o primeiro termo que é idêntico à equação 1.1, que queríamos demonstrar.

Após a análise acima, torna-se explícita a dependência do fator Purcell em relação ao fator de qualidade Q e do volume efetivo do modo eletromagnético da cavidade. Quanto maior é a razão dada pela figura de mérito $\frac{Q}{V_{\text{efetivo}}}$ maior é o aumento na taxa de emissão. O fator de qualidade de uma cavidade está relacionado ao tempo máximo em que um fóton emitido pelo átomo, ou outro emissor, permanece em seu interior antes de escapar. Ao permanecer por um tempo longo no interior da cavidade este fóton tem a probabilidade de ser reabsorvido e então reemitido pelo

emissor, formando um ciclo [1.16, 1.24]. Quando este tempo é pequeno e não permite a perpetuação deste ciclo dizemos que o acoplamento é fraco e o fóton emitido deixa a cavidade de forma irreversível. [1.16].

O fator de qualidade em termos práticos é definido pela razão $Q = \lambda/\Delta\lambda$, onde λ é o comprimento de onda do emissor e $\Delta\lambda$ é a faixa de comprimentos de onda em torno do λ central sustentados pela cavidade. Quanto mais estreita é a faixa $\Delta\lambda$ e mais fina é a sintonia cavidade/emissor maior é o fator de qualidade. O volume do modo eletromagnético também corrobora para esta sintonia, pois, quanto menor é este volume, maior é densidade local do modo E. M. e mais intensa é a interação deste campo com o emissor. Em 1998 Gerard *et al.* reportaram micropilares de 2 μm com fator Purcell de 32 e fator de qualidade de 190 [1.30]. Atualmente pilares com fatores Purcell e de qualidade muito maiores, que excedem $Q = 1500$, já são observados e isto graças à grande evolução nas técnicas de microfabricação [1.31].

1.2.2 Acoplamento forte

Outro tipo de fenômeno de eletrodinâmica quântica de cavidades que tem recebido generosa atenção é o de acoplamento forte ou *anti – crossing* [1.30, 1.32]. Os sistemas passíveis de tal manifestação possuem características altamente interessantes para o desenvolvimento de novos dispositivos opto - eletrônicos, tais como fontes de fótons únicos que hoje são apontados como um dos maiores candidatos para implementação da criptografia quântica e da computação quântica [1.19, 1.21 e 1.33].

Assim como no efeito Purcell, é necessário acoplar os modos do emissor com os modos eletromagnéticos da cavidade. Todavia, neste novo cenário, tal acoplamento ocorre de maneira mais intensa e a radiação permanece um tempo muito maior no interior da cavidade. A assinatura deste processo é uma troca periódica de energia entre o emissor e a cavidade. Tal troca gera oscilações periódicas, por exemplo, na população do estado excitado da cavidade, ou do emissor. Quando monitoradas estas oscilações apresentam uma frequência que é proporcional à constante de acoplamento entre emissor/cavidade que é definida como g e mostrada esquematicamente na figura 1.3 abaixo.

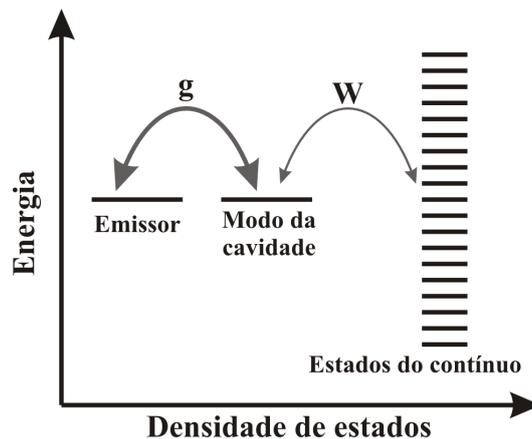


Figura 1.3: Ilustração esquemática do acoplamento emissor/cavidade representado por g e do acoplamento cavidade/contínuo representado por W . Baseado na referência [1.23].

Quando a magnitude de acoplamento g entre o emissor e a cavidade é suficientemente maior que qualquer outro processo dissipativo, por exemplo, o acoplamento entre a cavidade e os modos do contínuo, que está representado por W na figura 1.3, o sistema está em regime de acoplamento forte. Se considerássemos uma cavidade com fator de qualidade infinito a constante g seria grande o suficiente para impedir qualquer perda para o meio externo. Contudo, em sistemas reais o fator Q é finito, logo as perdas estão sempre presentes. Se observássemos as oscilações na ocupação do estado excitado de um emissor inserido em uma dessas cavidades notaríamos que a amplitude das oscilações de Rabi decai com o tempo. Este fato nos diz que a radiação interna à cavidade está de alguma maneira se acoplando com o exterior e escapando da mesma. Para se modelar sistemas de acoplamento forte o que se faz é considerar $g \gg W$, assim o acoplamento entre o modo quantizado da cavidade e os modos do contínuo poderia ser contabilizado na equação 1.3 como uma pequena perturbação dependente do tempo, vide [1.23].

Experimentalmente vários artigos já reportam a observação do acoplamento forte em uma pletera de dispositivos [1.25, 1.29]. A figura 1.4 mostra o resultado de uma medida de microfotoluminescência em uma cavidade do tipo L3 de GaAs onde o *anti-crossing* foi verificado [1.29].

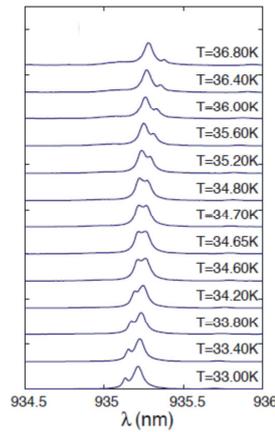


Figura 1.4: Fotoluminescência mostrando o acoplamento forte. A sintonia entre emissor/cavidade foi realizada variando-se a temperatura da amostra. Observe que próximo da sintonia máxima não podemos distinguir separadamente o emissor (QD) do modo da cavidade. Retirada da referência [1.29].

Para que tal fenômeno ocorra é importante que alguns detalhes na fabricação das estruturas sejam rigorosamente obedecidos. O primeiro deles concerne à localização do emissor, este deve estar posicionado exatamente no máximo do campo elétrico do modo E. M. da cavidade e, claro, em ressonância com o mesmo. O segundo e não menos importante, diz respeito ao volume do modo eletromagnético. A

figura de mérito relacionada ao acoplamento forte é proporcional a $\frac{Q}{\sqrt{V_{ef}}}$ [1.16,

1.34, 1.35], ou seja, volumes efetivos ainda menores que os observados no acoplamento fraco são necessários aqui. Atualmente algumas estruturas tais como as cavidades da referência [1.29] chegam a atingir volumes da ordem de algumas

unidades de $\left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$.

Até aqui foram abordados dois fenômenos de suma importância em eletrodinâmica quântica de cavidades, agora vamos descrever de maneira geral três estruturas de cristais fotônicos onde esses fenômenos são comumente observados: os cristais fotônicos unidimensionais, os bidimensionais e os tridimensionais, com uma atenção maior para os dois primeiros.

1.3 Cristais Fotônicos

Tal Como foi dito na seção introdutória, seção 1.1, os cristais fotônicos são estruturas formadas pela repetição alternada de camadas semicondutoras de índice de refração diferentes [1.22 e 1.34]. Esta modulação do índice de refração aliada à geometria da estrutura dita as faixas de frequência onde pode ou não ocorrer a propagação de ondas E. M. Nas próximas seções as propriedades fundamentais dos cristais fotônicos serão revisadas. Inicialmente abordaremos os cristais fotônicos unidimensionais. Eles constituem o exemplo mais simples de tais estruturas, contudo todas as suas propriedades podem ser generalizadas para os casos mais complexos de cristais fotônicos bi e tridimensionais.

1.3.1 Cristais fotônicos unidimensionais

Para iniciar esta seção tomemos um dos exemplos mais conhecidos de cristais fotônicos unidimensionais, os micropilares ou, como também costumam serem referidos na literatura, micropostes [1.16 e 1.23]. Estes dispositivos são fabricados tomando-se por base estruturas de grandes cavidades planas bidimensionais que, por sua vez, são crescidas por epitaxia por feixe molecular, *Molecular Beam Epitaxy* (MBE), ou deposição de vapor químico metal – orgânico, *Metal - Organic Chemical Vapor Deposition* (MOCVD). O processamento final das amostras é feito utilizando-se técnicas de microfabricação, tais como, litografia por feixe de elétrons - *Electron Beam Lithography* (EBL) e corrosão por feixe de íons reativos - *Reactive Ion Etching* (RIE). Um esquema simplificado deste processo é mostrado na figura 1.5. Examinando esta figura podemos facilmente notar a variação periódica do índice de refração ao longo da direção do crescimento (direção z). Logo ao centro destaca-se a cavidade, que é formada por GaAs e tem espessura igual a λ . Acima e abaixo dela estão dispostas de forma alternada camadas de GaAs e AlGaAs, que possuem índices de refração diferentes e largura de $\lambda/4$. No interior da cavidade estão localizados os emissores, que neste caso, são pontos quânticos de InAs.

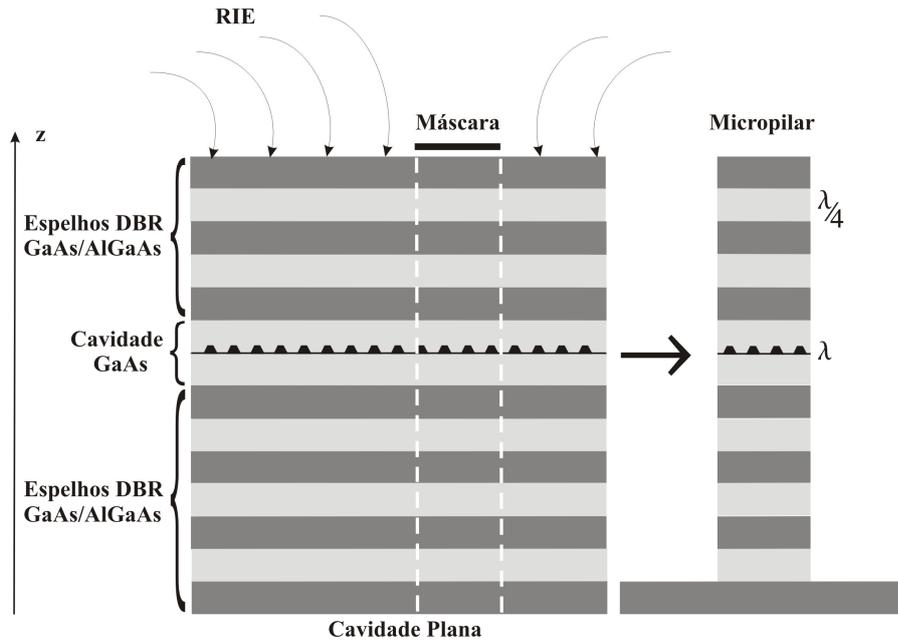


Figura 1.5: Esquema simplificado da fabricação de um micropilar a partir de uma cavidade plana de comprimento de onda λ . A cavidade é representada pela camada de largura maior no centro da estrutura.

Façamos uma análise de cada um destes constituintes, começando com as camadas alternadas de espessura $\lambda/4$ que são responsáveis pelo confinamento longitudinal da luz acima e abaixo da cavidade. Estas camadas constituem o que na literatura é conhecido como *Distributed Bragg Reflector*, ou espelhos DBR [1.24]. A função destes espelhos é conter e selecionar a faixa de frequências que pode ser refletida (transmitida) através da estrutura. A reflexão (transmissão) total do dispositivo tem sua origem a partir de múltiplas interferências construtivas e destrutivas ao longo de toda a estrutura e depende do λ incidente e do ângulo θ de incidência. Desta forma a diferença de fase das sucessivas reflexões entre dois feixes viajando ao longo do dispositivo pode ser dada por:

$$\delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right) 2nl \cos(\theta), \quad (1.5)$$

onde n é o índice de refração da camada e l a largura. Quando a diferença de caminho entre dois feixes refletidos $2nl \cos(\theta)$ é igual a um número inteiro de comprimento de ondas temos um máximo de transmissão. No caso dos espelhos DBR, por outro lado, refletâncias de até 99,9% podem ser atingidas se a espessura de cada camada constituinte do espelho é escolhida devidamente. Tendo em mente que o valor do

comprimento de onda da luz muda ao propagar-se em materiais com índices de refração diferentes um máximo de refletância é obtido quando l_1 e l_2 , espessuras das camadas de GaAs e AlGaAs respectivamente, são dadas por:

$$n_1 l_1 = n_2 l_2 = \frac{\lambda_0}{4}, \quad (1.6)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração em cada material e λ_0 o comprimento de onda no vácuo. Além disso, quanto maior o número de camadas mais refletivo é o dispositivo. No entanto, estes espelhos atuam bem somente em torno de uma faixa espectral bem definida em torno de λ , que recebe o nome banda de parada - *stop band* e dependem também do ângulo θ da radiação incidente. Para impedir que a luz escape lateralmente, os micropilares, assim como os cristais bidimensionais que serão abordados na próxima seção, tomam vantagem de outro fenômeno de reflexão, a reflexão total interna – *Total Internal Reflection* (TIR) que é garantido pelo alto contraste entre o índice de refração do material (semicondutor) e o ar (ou vácuo). O ângulo crítico observado em cavidades de GaAs é muito pequeno, em torno de 16° , o que garante que praticamente toda a luz propagante em seu interior não escape obliquamente.

A cavidade em cristais fotônicos em geral é formada a partir da introdução de defeitos na rede de índices de refração. Voltemos nossa atenção novamente para a figura 1.5. Note que a cavidade tem uma largura maior que as camadas semicondutoras que a cercam, quebrando a periodicidade da rede naquela região, contudo, como veremos, isto traz benefícios.

A configuração periódica e geométrica dos índices de refração em um cristal fotônico seleciona os comprimentos criando faixas permitidas e faixas proibidas para a radiação propagante. Esta última, em especial, recebe o nome de *gap* fotônico. Em cristais fotônicos unidimensionais este *gap* se estende na direção de crescimento da estrutura, ou seja, direção z . Ao se quebrar a simetria local pela introdução de uma única camada mais larga no centro do micropilar permite-se que frequências, antes proibidas, possam agora existir no interior do *gap* fotônico. Todavia, estes modos resumem sua existência somente a esta pequena porção do espaço, ainda sendo impedidos de existir em outras regiões da estrutura. Por este fato tais modos são conhecidos como modos localizados ou modos da cavidade. Como foi dito na seção

1.3 a concentração dos modos eletromagnéticos da cavidade em pequenos volumes é um dos pontos chave para a ocorrência do acoplamento forte entre emissor e cavidade.

Até aqui descrevemos em linhas gerais a estrutura física de cristal fotônico unidimensional (micropilar). Devemos agora voltar nossa atenção para o emissor. Nos primeiros trabalhos realizados nesta área os emissores eram átomos inseridos em grandes cavidades eletromagnéticas [1.17]. As cavidades ópticas baseadas em materiais semicondutoras hoje disponíveis utilizam éxcitons em poços quânticos – *Quantum Well* (QW) ou em pontos quânticos auto-organizados, *self-assembled quantum dots*, (QD) como emissores [1.36 a 1.39]. Os QD são ilhas tridimensionais diminutas que se formam espontaneamente em sistemas semicondutores onde os materiais envolvidos no crescimento diferem significativamente em parâmetro de rede, como exemplos temos os sistemas de QD de InAs sobre GaAs (AlGaAs), InP sobre GaAs e outros. Devido ao grande confinamento espacial que estas estruturas imprimem sobre os elétrons (buracos) em seu interior, o seu espectro de energia se que assemelha muito ao de átomos únicos, ou seja, um espectro do tipo delta de Dirac muito bem definido. Outra vantagem é que os QD apresentam uma alta taxa radiativa e podem ser facilmente integrados a vários sistemas opto-eletrônicos [1.40].

1.3.2 Autofunções e autoestados em um cristal fotônico unidimensional

Nesta seção serão abordadas de maneira simples as soluções de onda para equações de Maxwell em um cristal fotônico unidimensional, ou seja, um dispositivo que apresenta periodicidade ao longo de uma das direções do espaço e é contínuo nas outras duas. Todas as propriedades que serão abordadas aqui podem ser generalizadas para dispositivos bi e tridimensionais. As soluções de onda para micropilares são um pouco mais complexas dos que as que serão apresentadas nesta seção e serão abordadas no capítulo 2.

Primeiramente consideraremos que apenas ondas planas se propagam através da estrutura e que não existem fontes, ou seja, $\rho = 0$ e $\vec{J} = 0$. Digamos também que o meio é macroscópico e isotrópico, de modo que $\vec{E}(\vec{r}, \omega)$ e $\vec{D}(\vec{r}, \omega)$ se relacionem linearmente através de $\vec{D}(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r})\vec{E}(\vec{r})$. Por último, vamos supor $\vec{H} = \vec{B}$, pois como pode ser verificada para a maioria dos dielétricos de interesse, a permeabilidade

magnética é unitária. Tendo assumido isto as equações de Maxwell adquirem a seguinte forma [1.41]:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) - \frac{\epsilon(\vec{r})}{c} \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

Em geral os campos elétricos e magnéticos em meios materiais são funções complicadas. Contudo, as equações de Maxwell são lineares e podemos separar sua dependência espacial da temporal. Isto é feito expandindo-se os campos em um conjunto de modos harmônicos (modos normais de vibração). Desta forma, a partir da análise de Fourier, sabemos que é possível construir qualquer solução usando-se a correta combinação dos modos desta base. Logo os campos podem ser escritos como:

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{r}, t) &= \vec{H}(\vec{r}) e^{i\omega t} \\ \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}(\vec{r}) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Inserindo estas soluções nas equações 1.7 dos campos podemos encontrar os modos de vibração para cada frequência ω de vibração. Como $\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$ e $\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$, ou seja, não há fontes gerando deslocamentos elétricos e campos magnéticos na estrutura, o campo pode ser configurado a partir de ondas planas transversais. Assim teremos ondas do tipo: $\vec{H}(\vec{r}) = \vec{a} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$, onde $\vec{a} \cdot \vec{k} = 0$, o que em outras palavras quer dizer que o campo vibra perpendicularmente à direção de propagação. Voltemos nossa atenção para as equações rotacionais (equações 1.7, lado direito), desacoplá-las é uma tarefa de álgebra simples e gera a seguinte equação para o campo magnético:

$$\vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(\vec{r}). \quad (1.9)$$

Esta equação é conhecida como equação mestra [1.22]. Vamos usá-la para encontrar os modos harmônicos de um sistema que possua uma configuração particular de $\epsilon(\vec{r})$.

Uma equação semelhante à equação 1.9 pode ser encontrada para $\vec{E}(\vec{r})$, contudo sua resolução exige um esforço matemático maior, o que justifica a escolha anterior. Se olharmos atentamente para a equação 1.9 vemos que, no lado esquerdo, são realizadas várias operações matemáticas sobre $\vec{H}(\vec{r})$ e que no final, lado direito, temos o mesmo campo $\vec{H}(\vec{r})$ multiplicado por uma constante. Este tipo de problema é conhecido como problema de autovalor. Assim como na mecânica quântica, neste caso $\vec{H}(\vec{r})$ seria uma autofunção e $\left(\frac{\omega}{c}\right)^2$ o autovalor do operador que está definido logo abaixo na equação 1.10.

$$\Theta \vec{H}(\vec{r}) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H}(\vec{r}) \quad (1.10)$$

$$\Theta H(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \left(\frac{1}{\epsilon(\vec{r})} \vec{\nabla} \times H(\vec{r}) \right)$$

Tendo como base o que foi dito até agora, apliquemos este conhecimento a um sistema formado por camadas alternadas de materiais de índice de refração diferentes empilhados ao longo da direção z , tal como o mostrado na figura 1.6 abaixo.

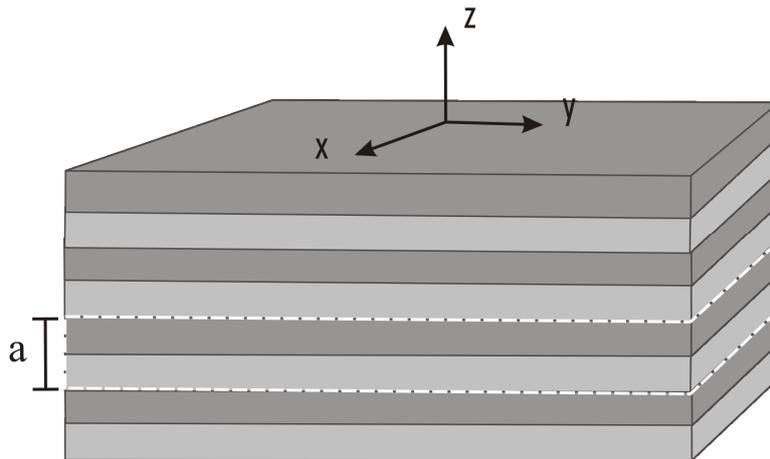


Figura 1.6: Cristal fotônico com modulação do índice de refração na direção z . O parâmetro a representa um período da rede. Em destaque temos uma célula unitária do cristal.

Note que translações discretas de um pequeno “pedaço” da rede, definido pelo vetor \vec{a} , ao longo da direção z é capaz de reproduzir o cristal como um todo. Assim \vec{a} é

conhecido como o vetor primitivo da rede e o retângulo em destaque define uma célula unitária da rede. Logo não seria surpresa se a constante dielétrica da rede $\epsilon(\vec{r})$ também fosse uma função periódica em \vec{a} , e é isso exatamente o que ocorre, ou seja, $\epsilon(\vec{r} + \vec{a}) = \epsilon(\vec{r})$. Podemos então tomar vantagem desta periodicidade para encontrar os possíveis modos normais de vibração para o campo $\vec{H}(\vec{r})$ nesta estrutura. Eles serão autofunções periódicas neste mesmo intervalo da forma:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{u}(z) \exp(ik_z z) \exp(ik_\rho \rho) . \quad (1.11)$$

Como a estrutura tem simetria translacional contínua no plano xy , k_ρ pode assumir qualquer valor, por simplicidade vamos escolher $k_\rho = 0$, ou seja, uma onda se propagando ao longo de z . Assim a equação 1.11 se reduz a:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{u}(z) \exp(ik_z z) . \quad (1.12)$$

Já sabemos que a estrutura tem periodicidade nesta direção, ou seja, $\vec{u}(z+la) = \vec{u}(z)$, e de forma análoga, $\epsilon(z+la) = \epsilon(z)$, onde l é um inteiro. Diferentemente do que ocorre com as autofunções no plano xy , para as autofunções em z , a modulação espacial de $\epsilon(\vec{r})$ imprime restrições em k_z . Este, por sua vez, só poderá assumir alguns valores discretos. Por exemplo, os estados com k_z e $k_z + \frac{m2\pi}{a}$ são essencialmente os mesmos estados, onde $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$, o que pode ser facilmente verificado inserindo estes valores na equação 1.12. Isto nos leva a concluir por simetria que os únicos estados não degenerados para este sistema estão contidos dentro de uma faixa restrita de vetores de onda: $-\frac{\pi}{a} < k_z \leq \frac{\pi}{a}$ que em física do estado sólido recebe o nome de 1ª zona de Brillouin. Uma maior discussão deste tema pode ser encontrada nas referências [1.42 e 1.43]. Para descrever os modos que se propagam pela estrutura basta conhecer o grupo de modos contidos na 1ª zona de Brillouin, assim as autofunções para este sistema serão dadas por:

$$\vec{H}_{n,k}(\vec{r}) = \vec{u}_{n,k}(z) \exp(ik_z z) , \quad (1.13)$$

onde $\bar{u}_{n,k}(z)$ é uma função periódica que contém a informação espacial da rede e restringe os valores de k . $\exp(ikz)$ é a onda plana que viaja pela estrutura. Por simplicidade fizemos $k_z = k$. Este resultado é comumente conhecido como teorema de Bloch [1.42]. É possível ainda reunir os modos em faixas que correspondem a intervalos crescentes, porém finitos de vetores de onda k . Cada uma destas faixas pode ser rotulada por um número inteiro n que é crescente com frequência. A estas faixas dá-se o nome de bandas e n é o número da banda. Logo podemos identificar o modo por seu nome único definido por k e n na equação 1.13, que particularmente recebem o nome de modos estendidos. A figura 1.7 mostra cálculos da estrutura de bandas para três configurações diferentes de índice de refração para o cristal fotônico descrito até aqui.

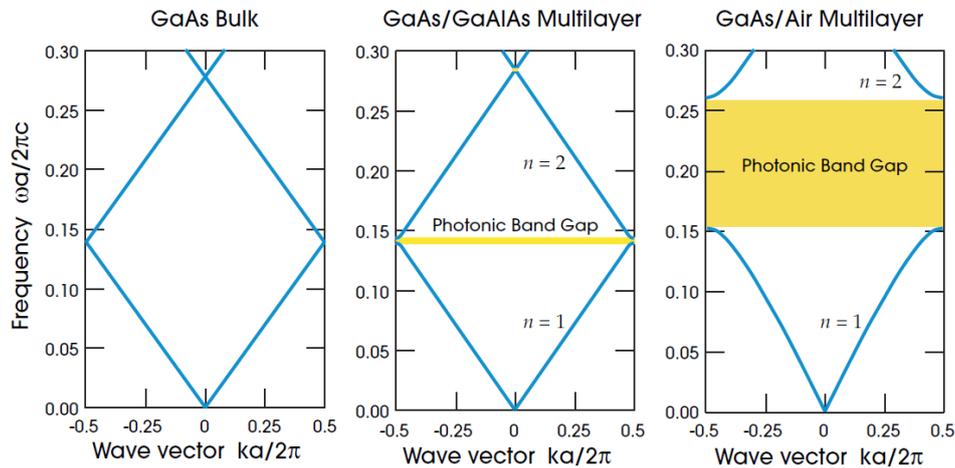


Figura 1.7: Estrutura de bandas para três diferentes sistemas. Esquerda: Constantes dielétricas iguais (estrutura homogênea) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 13$. No meio: Constantes dielétricas pouco diferentes (estrutura quase homogênea) $\epsilon_1 = 13$ e $\epsilon_2 = 12$. Direita: alto contraste de constantes dielétricas, $\epsilon_1 = 13$ e $\epsilon_2 = 1$. O parâmetro de rede usado foi $0.5a$. Retirada da referência [1.22].

A primeira é para uma estrutura com índice de refração constante, ou seja, $n_1 = n_2$. A segunda para n_1 um pouco maior que n_2 e a terceira para $n_1 \gg n_2$. Podemos notar que quanto maior é o contraste entre os índices de refração maior é o *gap* fotônico. A explicação para tal fenômeno, qualitativamente, pode ser dada pelo teorema variacional da energia eletromagnética [1.22, 1.34]. Nos sistemas fotônicos a distribuição de energia depende da configuração dielétrica da rede. Segundo o teorema variacional os modos com frequência mais alta tendem a se concentrar em regiões da estrutura que possuem menor constante dielétrica, o contrário ocorrendo com os modos de menor frequência. Assim as bandas acima e abaixo do *gap* fotônico

podem ser distinguidas pela forma com a qual a energia dos modos se distribui ao longo da estrutura e justifica o hiato de frequências entre uma e outra. Da mesma maneira que nos sistemas elétricos semicondutores, as bandas acima e abaixo do gap recebem nomes especiais, banda de condução e banda de valência, em cristais fotônicos essas bandas são conhecidas como banda de ar e banda dielétrica. A banda de ar recebe esse nome porque grande parte dos dispositivos fotônicos estudados é formada por regiões alternadas de ar e de material semicondutor.

1.3.3 Modos evanescentes e modos localizados

Na seção anterior vimos que a estrutura modulada de índices de refração de um cristal dá origem a um *gap* fotônico, onde a propagação de modos com vetores de onda nessa faixa é vedada. Digamos então que localizemos uma fonte de luz externa à estrutura exibida na figura 1.6 e que esta fonte emita ondas com frequências que coincidam com aquelas encerradas no interior do gap fotônico. Digamos ainda que incidência ocorra ao longo da direção z . Como seria descrita a propagação dessas ondas, se houvesse, ao longo desse cristal? Sabemos que ele não pode abrigar nenhum vetor de onda real na faixa de frequências do gap. Desta forma, concluímos que, a radiação incidente induziria o aparecimento de funções de onda complexas na estrutura e que possuiriam vetores de onda imaginários. Em consequência disso, essas funções de onda decairiam muito rapidamente ao longo do cristal. Esses novos modos com vetores de onda imaginário são denominados evanescentes. Uma maneira de descrevê-los matematicamente é dada pela equação 1.14:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \exp(ikz) \vec{u}(\vec{r}) \exp(-kz), \quad (1.14)$$

onde o vetor de onda k da equação 1.13 foi substituído pelo vetor de onda complexo $k + ik$. Esta componente complexa do vetor de onda faz com que o modo decaia rapidamente numa escala de comprimento dada por $1/k$. Fica claro que estes modos não satisfazem as condições de periodicidade de um cristal perfeito, portanto não poderiam existir em tal estrutura.

Por outro lado, deixe-nos introduzir uma pequena perturbação no cristal da figura 1.6. Seja esta perturbação dada pelo alargamento de uma das camadas de GaAs,

semelhante ao que é ilustrado na figura 1.5. Longe da região do defeito a equação 1.13 ainda rege a dinâmica do sistema. Como acima, localizemos uma fonte, mas agora façamos com que ela esteja exatamente no interior do defeito e que ainda emita frequências que coincidam com aquelas internas ao gap do cristal. Neste novo cenário as ondas emitidas pela fonte passam a serem refletidas em ambas as fronteiras do defeito, dado que os espelhos DBR em ambos os lados atuam como espelhos quase perfeitos de frequência. Como a defeito possui dimensões da ordem do comprimento de onda da radiação emitida pela fonte, observa-se a quantização dos modos E. M. internos ao defeito. Alterando-se a geometria do defeito alteram-se também os modos de vibração do campo confinado. Como estes modos não podem escapar da região do defeito dizemos que eles são modos localizados. Espectralmente uma modificação muito interessante é verificada: o defeito passa a permitir a existência de frequências, que não eram verificadas antes, no interior do *gap* fotônico. A figura 1.8 resume bem o que foi dito acima.

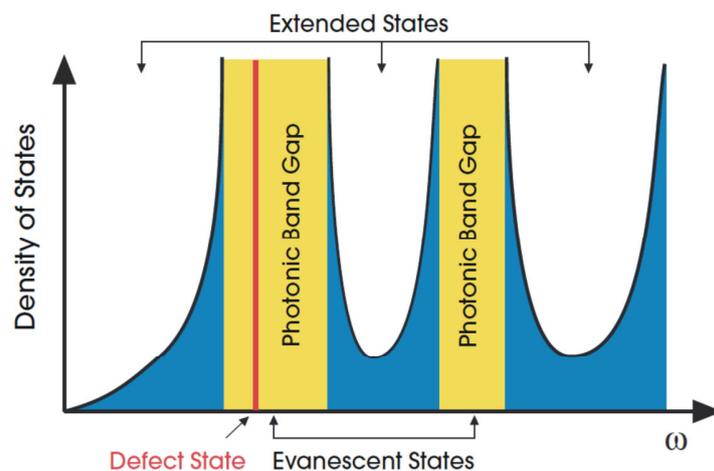


Figura 1.8: Densidade de estados de um cristal fotônico unidimensional na presença de um defeito na rede cristalina em função da frequência. Observe que o modo localizado se encontra inserido no interior da região do gap fotônico. Figura retirada da referência [1.22]

As seções anteriores resumem bem as principais características dos cristais fotônicos unidimensionais. Os argumentos usados para obtê-las podem ser perfeitamente generalizados para sistemas bi e tridimensionais. Tendo isto em conta, a próxima seção se dedicará a descrever estes cristais fotônicos 2D e 3D.

1.4 Cristais fotônicos 2D e 3D

1.4.1 Cristais fotônicos bidimensionais

Um cristal fotônico bidimensional é uma estrutura que possui uma modulação periódica de índices de refração ao longo de um plano xy e é homogênea na terceira dimensão, z . Nesta primeira parte do texto vamos nos concentrar em estruturas de cristais fotônicos com redes triangulares de cilindros de ar fabricados em matrizes semicondutoras e que se estende em todas as direções, como ilustrado na figura 1.9 abaixo.

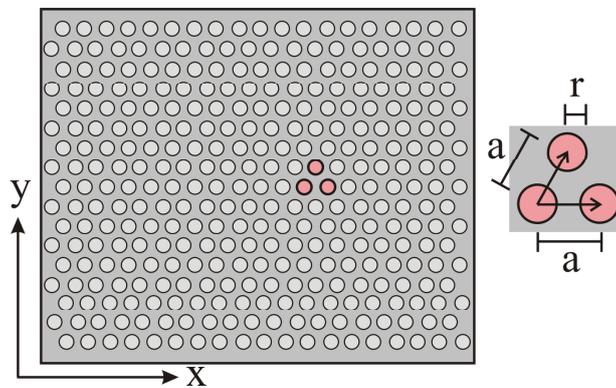


Figura 1.9: Cristal fotônico bidimensional de rede triangular formado por cilindros de ar numa matriz semicondutora. Note a variação do índice de refração no plano xy . Em destaque temos uma célula unitária do cristal onde os parâmetros importantes são o raio r dos cilindros de ar e a distância entre eles.

Como antes, esta modulação é capaz de criar um gap que impede a propagação de certas frequências. A novidade agora reside no fato de que este gap se estende ao longo do plano xy [1.22, 1.34], ou seja, a configuração da constante dielétrica neste novo sistema que segue uma relação do tipo $\epsilon(\vec{\rho} + \vec{R}) = \epsilon(\vec{\rho})$ impõe restrições aos possíveis valores de k_p (vetor de onda paralelo ao plano xy), onde $\vec{\rho}$ é a projeção do vetor \vec{r} ao longo do plano xy e \vec{R} é uma combinação dos vetores primitivos da rede $a\hat{x}$ e $a\hat{y}$. Como discutido na seção 1.4.1 podemos nos beneficiar da periodicidade do sistema para resolver a equação mestra e obter as autofunções que descrevem os campos elétricos e magnéticos sustentados pela estrutura 2D. Neste caso as soluções podem ser dadas pela equação 1.15 abaixo.

$$\vec{H}_{n,k_z,k_p}(\vec{r}) = \vec{u}_{n,k_z,k_p}(\rho) \exp(ik_p\rho) \exp(ik_z z), \quad (1.15)$$

onde $\vec{u}(\rho) = \vec{u}(\rho + \vec{R})$ é a função de onda de Bloch que descreve a periodicidade da rede plana, $\exp(ik_p\rho)$ representa as possíveis ondas planas ao longo do plano do cristal e $\exp(ik_z z)$ as ondas ao longo de z . Este último termo pode ser considerado constante, já que não existe variação do índice de refração ao longo de z . Devido à simetria especular, ou seja, a invariância sobre reflexões através do plano $z = 0$, os modos estendidos destes cristais podem ser classificados em dois grupos: os transversos elétricos (TE), onde $\vec{H} = \vec{H}(\rho)\hat{z}$ e $\vec{E}(\rho) \cdot \vec{z} = 0$, e os transversos magnéticos (TM), onde $\vec{E} = \vec{E}(\rho)\hat{z}$ e $\vec{H}(\rho) \cdot \vec{z} = 0$. É válido ressaltar que as estruturas de bandas para os modos TE e TM no material diferem. Dependendo da geometria do cristal, o sistema pode apresentar um gap fotônico para uma dada polarização e não apresentar para outra, como se observa, por exemplo, nos sistemas mostrados na figura 1.10 abaixo.

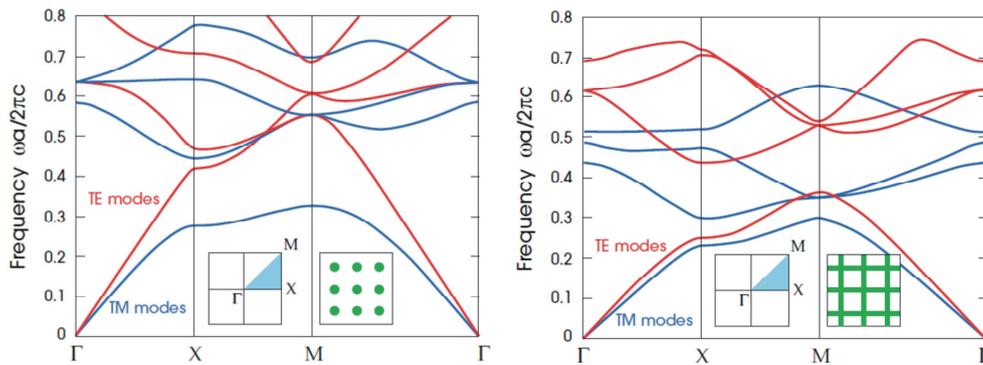


Figura 1.10: Lado esquerdo: Estrutura de banda para um cristal fotônico formado por uma rede quadrada de cilindros semicondutores cercados por ar. Lado direito: Cristal 2D formado por trilhas semicondutoras cercadas por ar. Para a primeira existe um gap bem claro para os modos TM, contudo o mesmo não se verifica para os modos TE. Na segunda o que se verifica é exatamente o contrário Figura retirada da referência [1.22]

Aqui podemos ver claramente que dependendo da geometria da estrutura hora observa-se um gap para a polarização TM, hora para a polarização TE. Este assunto é discutido com precisão na referência [1.22], aqui não faremos uma discussão pormenorizada do tema por questões de simplificação.

No caso de cristais com redes triangulares como os da figura 2.9, é observado o surgimento de um gap para ambas as polarizações, daí o interesse maior neste tipo de sistema. A figura 1.11 trás um diagrama de bandas para esta estrutura.

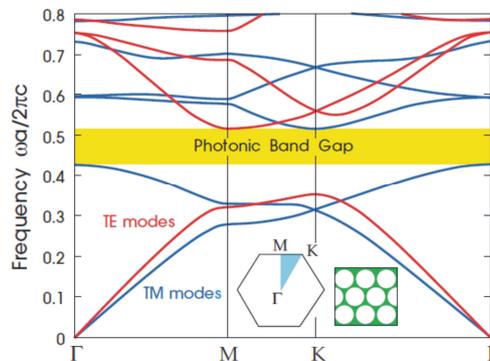


Figura 1.11: Estrutura de banda para um cristal fotônico formado por uma rede triangular de cilindros de ar inseridos em uma matriz semicondutora. Neste caso é possível se observar o gap fotônico para as duas polarizações. Figura retirada da referência [1.22]

A exemplo ao que foi dito para sistemas unidimensionais, ao se introduzir defeitos na rede 2D de índices de refração, permitimos a aparição de modos internos ao *gap*. Isto confina fótons de comprimento de onda desejado em uma pequena porção do plano da estrutura. O confinamento na terceira direção do espaço é conseguido por reflexão interna total, fabricando-se o dispositivo em uma membrana semicondutora fina, cercada por ar (ou vácuo) por ambos os lados. Vejamos então as etapas do processo básico de fabricação de um desses dispositivos conhecidos como *air-bridge* [1.25, 1.44]:

- 1) Sobre um substrato de GaAs crescem-se uma camada de AlGaAs e GaAs sucessivamente por epitaxia por feixe molecular (MBE) ou epitaxia por deposição de vapor químico metal - orgânico (MOCVD). Em seguida uma camada de pontos quânticos (QD) auto-organizados de InAs é produzida. Para finalizar, uma última camada de GaAs cobre os pontos quânticos. A espessura total da camada de GaAs na qual estão inseridos os pontos quânticos é da ordem de poucas centenas de nanômetros.
- 2) Para definir a estrutura periódica do cristal fotônico duas técnicas são empregadas: a litografia por feixe eletrônico, que define o padrão a ser

incorporado ao substrato, e a corrosão por bombardeamento iônico, que grava estes padrões. Como pode ser visto na Figura 2.12, estes padrões formam uma rede periódica de buracos de ar ao longo da amostra.

3) Finalmente, é realizada uma corrosão seletiva da camada de AlGaAs deixando uma membrana de GaAs suspensa que contém os emissores de luz (QD). A largura desta camada é em geral proporcional ao parâmetro de rede do cristal. Nos dispositivos que vamos abordar nos próximos capítulos esta largura corresponde a $0.5a$, por exemplo, onde a é o parâmetro de rede.

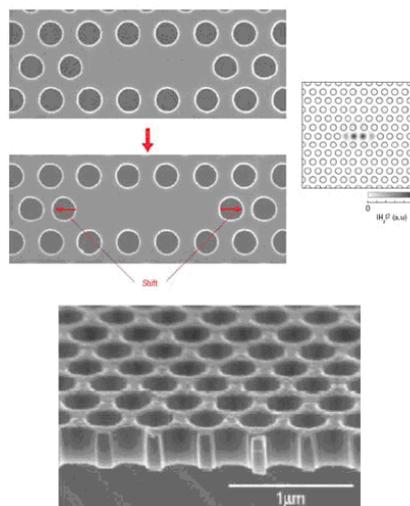


Figura 1.12: Topo, à esquerda: Cristal fotônico bidimensional. Note que a cavidade (defeito) é formada pela ausência de três buracos na rede e pelo deslocamento na posição dos buracos indicados pelas setas vermelhas. Topo, à direita: Cálculo dos modos fotônicos permitidos na região do defeito. Figura retirada da referência [1.44]. Embaixo: Cristal fotônico tipo *air-bridge*, produzido na University of Sheffield, UK.

Neste ponto, vamos chamar a atenção para uma importante diferença entre a estrutura a qual acabamos de descrever e aquela exibida na figura 1.9. A figura 1.9 mostra um dispositivo que se estende indefinidamente nas três direções do espaço, desta forma tanto o vetor k_p quanto o vetor k_z são conservados. No caso do dispositivo da figura 1.12, vemos claramente que não há simetria em z , logo k_z não se conserva. A razão vem do fato da camada semicondutora de largura finita estar envolvida por ar (ou vácuo) em suas vizinhanças. No ar encontramos um contínuo de modos eletromagnéticos que em nosso formalismo são conhecidos como modos estendidos do ar. Por essa razão esses sistemas exibem uma estrutura de bandas como a exibida na figura 1.13. Os modos estendidos do ar formam o que é conhecido como cone de

luz e está representado pela cor roxa na figura 1.13. A diferença entre estes e os modos estendidos do cristal vem da quantização gerada pela modulação do índice de refração que é observada ao longo da estrutura, mas não em suas vizinhanças.

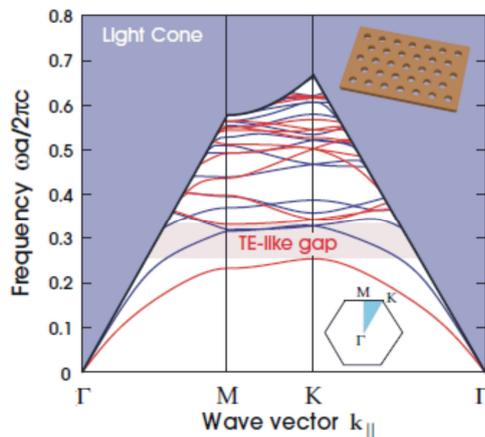


Figura 1.13: Estrutura de bandas para um cristal fotônico 2D de rede triangular finito. A estrutura em roxo é conhecida como cone de luz e representa um contínuo de modos estendidos presentes nas vizinhanças do cristal [1.22].

Uma grande vantagem gerada por este tipo de dispositivo é a emissão privilegiada de radiação na direção vertical. Como foi dito anteriormente, seção 1.4.1, os modos no interior do *gap* fotônico não podem se propagar ao longo do cristal, estando restritos à região do defeito, como é mostrado pelo perfil do modo E. M. da cavidade da figura 1.11. Por outro lado, esta luz presa na região do defeito encontra restrições mais fracas para escapar na direção normal ao plano do dispositivo [1.22, 1.34]. Além do mais, recentes publicações mostram que esses sistemas são promissores para a observação de fenômenos de acoplamento forte [1.29], pois exibem altos fatores de qualidade, ou seja, Q superiores a 10 000 e pequenos volumes efetivos, da ordem de unidades de $(\lambda/n)^3$ [1.44]. Ao longo desta tese vamos apresentar alguns dispositivos do tipo *air-bridge*, tais como cavidades L3, heteroestruturas de cristais fotônicos e cavidades L3 acopladas a junções p-i-n.

1.4.2 Uma menção aos cristais fotônicos tridimensionais

Cristais fotônicos tridimensionais podem ser fabricados criando-se uma estrutura com variação periódica de índice de refração nas três direções espaciais. Estruturas desta natureza permitiriam obtenção de um *gap* fotônico completo, ou seja,

o controle da propagação da radiação eletromagnética em todas as direções. Entretanto, um dispositivo com esta geometria exige um processo de fabricação muito elaborado e complicado. Em virtude disto, há alguns anos atrás os resultados mais expressivos haviam sido obtidos no campo teórico, contudo, hoje, com o surgimento de inovadoras propostas de microfabricação [1.44 a 1.47], alguns dispositivos desta natureza já são uma realidade [1.48 – 1.50]. A figura 1.14 mostra um exemplo de um destes sistemas.

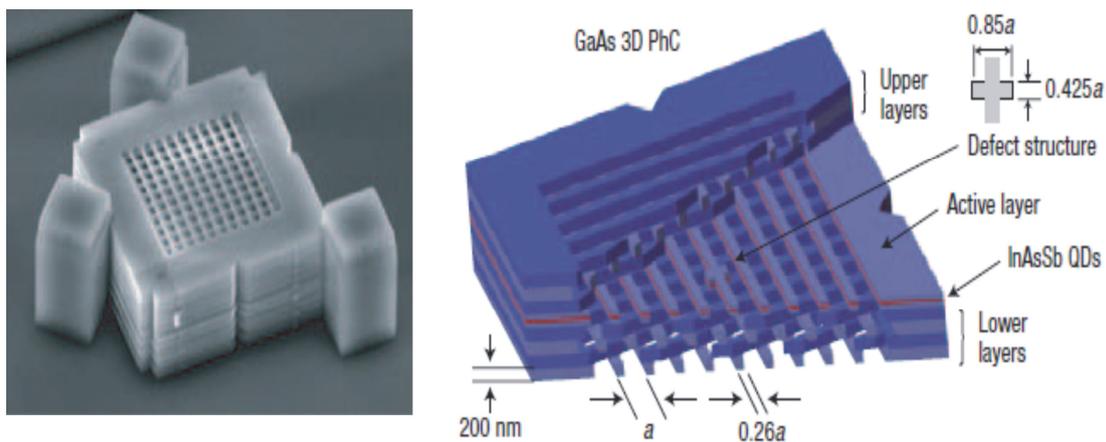


Figura 1.14: Esquema de um cristal fotônico 3D. Figura retirada da referência [1.49].

Uma alternativa ainda não explorada para a produção de cristais fotônicos tridimensionais poderia ser baseada no crescimento de substratos semicondutores intercalados por padrões de óxidos nanolitograficamente produzidos. Esse processo, muito mais simples que os atuais, consistiria em criar padrões organizados de óxidos sobre múltiplas superfícies semicondutoras, utilizando-se um microscópio de força atômica – AFM – e técnicas de crescimento de cristais por MBE ou MOCVD. Este sistema está além do escopo dessa tese, portanto não entraremos em todos os detalhes no que tange a sua realização.

1.5 Conclusão

Neste capítulo nós revisamos os principais fenômenos de QED no estado sólido que envolvem cavidades fotônicas que serão exibidas nessa tese, tais como, acoplamento forte e fraco, a criação de um *gap* para a luz propagante na matéria e as razões para tal. Ao longo do texto outros fenômenos, tais como as interferências de Fano, serão discutidos mais à frente no Capítulo 4.

1.6 Referências

- [1.1] C. W. J. Beenakker e H. van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*. Editora: Academy press, New York 1991;
- [1.2] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn e R. D. Meade, *Photonic Crystals – Molding the Flow of light*, Second Edition, Princenton University Press (2008);
- [1.3] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond e S. Haroche. Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996);
- [1.4] P. H. Hartel e R. Plameijer. *Lecture Notes in Computer Science: Functional Programming Languages in Education*. Editora: Springer-Verlag, Berlim, Heidelberg, New York (1991);
- [1.5] I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, X. Zhou, D. W. Leung e S. Lloyd. arXiv:quant-ph/9801037v2 6 Jun 1998;
- [1.6] J. A. Jones e M. Mosca. J. of Chem. Phys. **109**, 1648 (1998);
- [1.7] S. Gulde, M. Riebe, G. P. T. Lancaster, C. Becher, J. Eschner, H. Häffner, F. Schmidt-Kaler, I. L. Chuang e R. Blatt. Nature **421**, 48 (2003);
- [1.8] A. Auffeves, P. Maioli, T. Meunier, S. Gleyzes, G. Nogues, M. Brune, J.M. Raimond e S. Haroche. Phys. Rev. Lett. **91**, 230405-1 (2003);
- [1.9] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond e S. Haroche. Phys. Rev. Lett. **76**, 1800 (1996) ;
- [1.10] H. Mabuchi e A. C. Doherty. Science **298**, 1372 (2002);
- [1.11] C. Reese, C. Becher, A. Imamoglu, E. Hu, B. D. Gerardot e P. M. Petroff. App. Phys. Lett. **78**, 2279 (2001);
- [1.12] K. J. Vahala. Nature **424**, 839 (2003);
- [1.13] K. Okamoto, I. Niki, A. Shvartser, Y. Narukawa, T. Mukai e A. Scherer. Nature Materials **3**, 601 (2004);
- [1.14] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota e S. Nakamura. Appl. Phys. Lett. **69**, 4188 (1996);
- [1.15] J. J. Wierer,^a) M. R. Krames, J. E. Epler, N. F. Gardner, and M. G. Craford, J. R. Wendt, J. A. Simmons e M. M. Sigalas. App. Phys. Lett. **84**, 3585 (2004).

- [1.16] K. R. Vahala. Nature **424**, 839 (2003);
- [1.17] E. M. Purcell. Phys. Rev. **69**, 681 (1946);
- [1.18] D. Englund, D. Fattal, E. Waks, G. Solomon, B. Zhang, T. Nakaoka, Y. Arakawa, Y. Yamamoto e J. Vuckovic. Phys. Rev. Lett. **95**, 013904 (2005);
- [1.19] C. Bennett e G. Brassard. Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, India IEEE, New York **175** (1984);
- [1.20] A. K. Ekert. Phys. Rev. Lett. **67**, 661 (1991);
- [1.21] D. Englund, *Photonic Crystal For Quantum and Classical Information Processing*, Tese de Doutorado, Stanford University, Stanford, Estados Unidos, Julho (2008);
- [1.22] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, New Jersey, 1995;
- [1.23] B. Gayral. Ann. Phys. Fr. **26**, nº 2 (2001);
- [1.24] M. Cai, O. Painter e K. J. Vahala. Phys. Rev. Lett. **85**, 74 (2000);
- [1.25] Y. Akahane, T. Asano, B-S. Song e S. Noda. Nature **425**, 944 (2003);
- [1.26] Y. Takahashi, Y. Tanaka, H. Hagino, T. Asano e S. Noda. Appl. Phys. Lett. **92**, 241910 (2008);
- [1.27] S. M. Rezende, *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*, 2ª edição, Editora Livraria da Física, São Paulo (2004);
- [1.28] P.Y. Yu e Manuel Cardona, *Fundamental of Semiconductors*, Third Edition, Editora Springer, New York (2005);
- [1.29] I. Fushman, D. Englund, A. Faraon e J. Vuckovic. Phys. Stat. Sol. **5**, 2808 (2008);
- [1.30] J. M. Gerard *et al.* Physica E **2**, 804 (1998);
- [1.31] G. Lecamp, J. P. Hugonin, P. Lalanne, R. Braive, S. Varoutsis, S. Laurent, A. Lemaître, I. Sagnes, G. Patriarche, I. Robert-Philip e I. Abram. App. Phys. Lett. **90**, 091120 (2007)

- [1.32] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond e S. Haroche. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1800 (1996);
- [1.33] S. Laurent, S. Varoustsis, L. L. Gratiot, A. Lamaître, I. Sagnes, F. Raineri, A. Levenson, I. Robert-Philip e I. Abram. *App. Phys. Lett.*, **87**, 163107 (2005);
- [1.34] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer-Verlag, Berlin, Heilderberg, New York (2001);
- [1.35] S. G. Johnson, *Photonic Crystals: From Theory to Praticce*, Ph. D. Thesis, MIT (2001);
- [1.36] R. J. Warburton. *Contemporary Physics*, **43**, 351 (2002);
- [1.37] D. J. Mowbray e M. S. Skolnick. *J. of Phys. D: App. Phys.*, **38**, 2059 (2005);
- [1.38] M. S. Skolnick e D. J. Mowbray. *Annu. Rev. Matter. Res.*, **34**, 181 (2004);
- [1.39] S. Franchi, G. Trevisi, L. Seravalli e P. Frigeri. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, **47**, 166 (2003);
- [1.40] B. Aslan. H. C. Liu, M. Korkusinski, S. J. Cheng e P. Hawrylak. *App. Phys. Lett.*, **82**, 630 (2003);
- [1.41] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, second edition, John Wiley & Sons, New York (1975);
- [1.42] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 5th. edition., Wiley, New York (1976);
- [1.43] N. W. Ashcroft and N. D. Mermim, *Solid State Physics*, Saunders, Philadelphia (1976);
- [1.44] S. Noda, M. Fujita e T. Asano. *Nature Photonics* **1**, 449 (2007);
- [1.45] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harrison, R. G. Denning e A. J. Turberfield. *Nature* **404**, 53 (2000);
- [1.46] M. L. Povinelli, S. G. Johnson, S. Fan e J. D. Joannopoulos. *Phys. Rev. B* **64**, 075313 (2001);
- [1.47] M. Qi, E. Lidorikis, P. T. Rakich, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, E. P. Ippen e H. I. Smith. *Nature* **429**, 538 (2004);
- [1.48] S. Y. Lin, J. G. Fleming, D. L. Hetherington, B. K. Smith, R. Biswas, K. M. Ho, M. M. Sigalas, W. Zubrzycki, S. R. Kurtz e Jim Bur. *Nature* **394**, 251 (1998);

- [1.49] K. Aoki, D. Guimard, M. Nishioka, M. Nomura, S. Iwamoto e Y. Arakawa. Nature Photonics **2**, 688 (2008);
- [1.50] E. C. Nelson e P. V. Braun. Nature Photonics **2**, 650 (2008).

Capítulo 2

2.1 Um estudo sobre micropilares.

2.1.1 Introdução

Como foi dito no Capítulo 1, o acoplamento entre um emissor e um modo permitido de uma dada cavidade interfere na taxa radiativa do emissor em questão, aumentando ou suprimindo a mesma. Podemos destacar aqui os principais fatores experimentais que limitam a observação do aumento da emissão espontânea, que são: a localização do emissor, QD, no máximo do campo elétrico do modo e a certeza de que ambos emitem no mesmo comprimento de onda e com a mesma polarização. Nenhuma destas tarefas é fácil e vários grupos têm se dedicado à produção de amostras que preencham todos esses requisitos [2.1].

No entanto, mesmo em sistemas onde os QD são aleatoriamente distribuídos, tanto em posição quanto em energia e polarização, é possível a extração de informações interessantes. Nesta tese vamos apresentar um estudo onde investigamos experimentalmente o efeito da orientação do dipolo elétrico de QD inseridos em cavidades de micropilares sobre a intensidade relativa dos três primeiros modos fotônicos excitados das mesmas. Medidas de microfotoluminescência com excitação contínua sobre um grupo de 33 pilares de mesmo diâmetro nominal (1500 nm) revelaram interessantes diferenças estatísticas no que refere à intensidade relativa destes modos [2.2].

A partir destas observações fomos capazes de demonstrar que tais diferenças estavam intimamente ligadas à orientação do dipolo dos QD que atuam como fontes de fótons para todos os modos sustentados pela cavidade. Para compreender teoricamente nossos resultados, lançamos mão de um *software* muito bem difundido na área, conhecido como *Cavity Modelling Framework* – CAMFR – que nos permitiu calcular as energias de emissão dos modos da cavidade e as intensidades relativas dos mesmos para várias orientações do dipolo. Percebemos com este estudo que a intensidade dos modos excitados é extremamente sensível à polarização da luz emitida pelos QD e que uma porcentagem relativamente alta de QD apresenta emissão

polarizada, inclusive na direção de crescimento da estrutura (direção z). Além disso, fomos capazes de propor uma maneira não invasiva de se obter informações acerca da polarização média dos QD's distribuídos aleatoriamente ao longo de uma cavidade fotônica.

Contudo, antes de entrar na discussão deste trabalho propriamente dito farei uma breve revisão de alguns estudos e aplicações realizados sobre sistemas muito semelhantes ao nosso e que serviram de inspiração para o estudo citado acima.

2.1.2 Um breve panorama dos micropilares

Como foi dito no capítulo anterior, os micropilares são estruturas micrométricas fabricadas a partir de grandes cavidades ópticas de material semiconductor, como mostra a figura 2.1. Dada a vasta literatura, aqui me limitarei a citar alguns trabalhos inovadores desenvolvidos em micropilares de AlGaAs/GaAs que possuíam como meio ativo QD de InAs. O interesse sobre tal sistema está ligado à possibilidade de se investigar fenômenos de eletrodinâmica quântica no estado sólido, tais como os já citados, efeito Purcell e o acoplamento forte. Podemos ainda destacar a utilização dos mesmos na fabricação de dispositivos de alto interesse comercial, tais como diodos emissores de luz – LEDs (*Light Emitting Diodes*) [2.3], lasers do tipo – VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*) [2.4], além da possibilidade de empregá-los na produção de sensores altamente dedicados de gases [2.5] e na obtenção de fontes de fótons únicos [2.6].

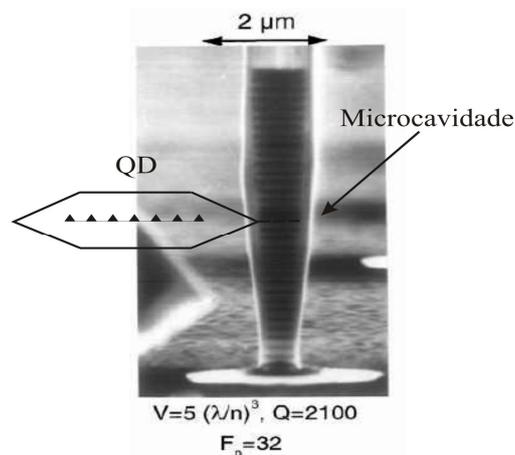


Figura 2.1: Micropilar circular de AlGaAs/GaAs. Em destaque temos a cavidade de GaAs e a camada de QD de InAs. Figura modificada da referência [2.11].

O vislumbramento deste novo horizonte de aplicações impulsionou uma intensa atividade de pesquisa das propriedades fundamentais de tais sistemas. Dentre os principais esforços podemos destacar o grande interesse em se obter micropilares com fatores de qualidade (Q) cada vez mais elevados. Para tal, várias estratégias foram adotadas, tanto no que concerne ao desenvolvimento de técnicas de produção mais eficazes, onde o produto final seriam amostras com um menor número de imperfeições [2.7], como na geometria dos dispositivos, onde se destacavam pilares de diferentes diâmetros [2.8] e excentricidades (no caso de pilares elípticos) [2.9] e com diferentes números de DBR acima e abaixo da cavidade [2.10].

Em um estudo interessante realizado por Gérard *et al.* [2.11] e também por outros grupos [2.12 – 2.14], foi possível se observar o aumento da taxa de emissão espontânea dos emissores inseridos em pilares circulares de 1 μm de diâmetro via acoplamento fraco entre este e o modo fundamental da cavidade. Os emissores nesse caso eram pontos quânticos auto-organizados, *Self-Assembled Quantum Dots* (SAQD), crescidos pelo método de Stranski-Krastanov [2.15 – 2.16]. Devido à sua aleatoriedade de tamanhos e de distribuição, já era esperado que alguns desses QD estivessem em sintonia com o modo fundamental da cavidade e outros não. Tomando vantagem deste fato Gérard *et al.* compararam a taxa de emissão de QD dentro e fora de ressonância com o modo e observou uma alteração da mesma. Como já previsto por Purcell, vide referência [1.17], aqueles emissores que experimentaram acoplamento fraco com o modo da cavidade tiveram sua taxa de emissão aumentada quando comparada com aqueles que estavam em plena dissintonia. Vale destacar que o protocolo adotado pelos autores consistiu em escolher QD fora de sintonia que possuísem uma taxa de decaimento similar a apresentada por QD em um matriz de GaAs, ou seja, na ausência da cavidade. Os resultados de medidas de PL resolvida no tempo realizados pelo grupo de Gérard *et al.* estão mostrados na figura 2.2 logo abaixo.

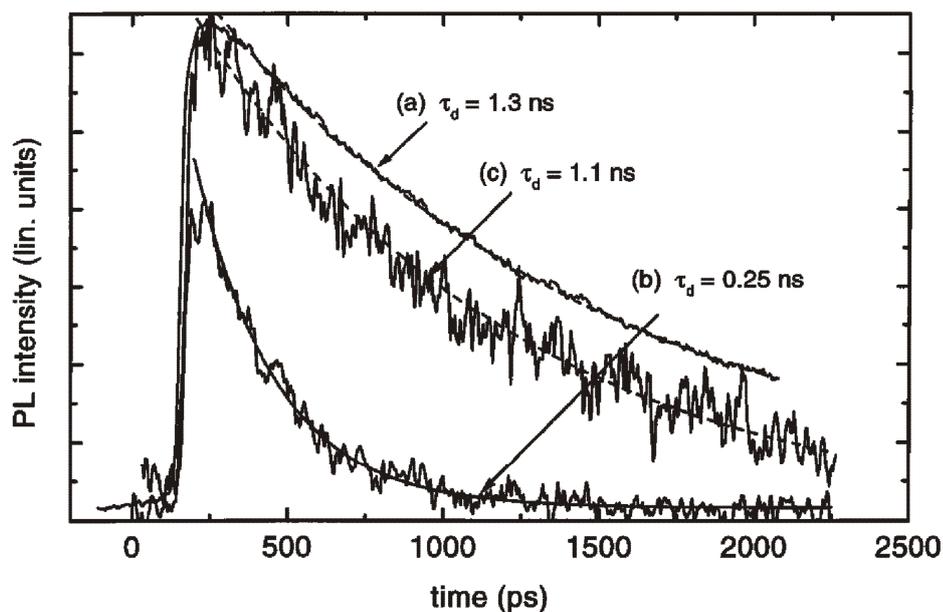


Figura 2.2: Espectros de PL resolvida no tempo para QD: (a) em uma matriz de GaAs, (b) dentro do pilar e em sintonia com o modo e (c) dentro do pilar e fora de ressonância com o modo. As linhas traçadas em (a) e (c) são mono exponenciais obtidas do perfil do decaimento. A linha sólida em (b) resulta de um modelo teórico utilizado pelos autores. Imagem reproduzida da referência [2.11].

Como mostra a figura 2.2, a taxa de emissão do QD que se encontrava completamente fora de sintonia com o modo fundamental não exibe praticamente nenhuma modificação em relação a um semelhante em um *bulk* de GaAs. Contudo o ponto em ressonância com o modo apresenta um aumento considerável em sua emissão, fato comprovado pelo pequeno tempo radiativo extraído do ajuste teórico feito pelos autores, aproximadamente 1/4 do tempo observado nas outras duas situações.

Além do efeito Purcell, essas estruturas também propiciaram a observação do fenômeno de acoplamento forte discutido na seção 1.2.2, graças ao aumento substancial do fator de qualidade de suas cavidades [2.17-2.19]. Em 2004 J. P. Reithmaier *et al.* [2.17] reportaram a observação de tal fenômeno em micropilares circulares de AlGaAs/GaAs com diâmetro em torno de 1.5 μm com QD de InAs e com fatores de qualidade da ordem de 7400. Os autores foram capazes de sintonizar um QD ao modo da cavidade mudando a temperatura da amostra no interior de um criostato de fluxo contínuo de hélio. A figura 2.3 traz o resultado obtido nas medidas.

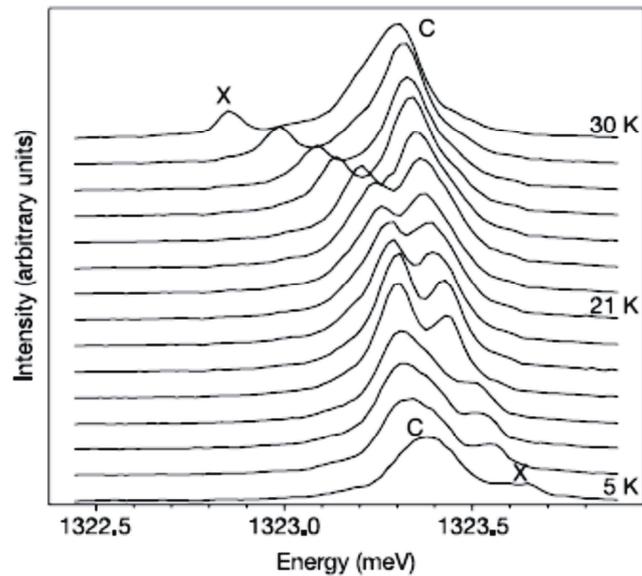


Figura 2.3: Acoplamento forte em um micropilar. Cada uma das curvas foi tomada em uma temperatura diferente permitindo então trazer o QD (representado por “x”) em sintonia com o modo fundamental da cavidade (representado por “C”). Note que os picos não se cruzam, evidenciando o anti – crossing característico de sistemas de acoplamento forte. Figura extraída da referência [2.18].

Esta medida mostra claramente o não cruzamento dos picos provenientes da emissão do QD e do modo fundamental da cavidade, aqui representados por “x” e “C” respectivamente. Este *anti-crossing*, como também é conhecido na literatura, é a prova cabal de que o sistema apresenta o acoplamento forte e, assim como foi dito na seção 1.3.2, se encontra em um estado combinado emissor/cavidade.

Com a observação dos fenômenos acima citados tais estruturas começaram a ser apontadas como potenciais fontes de fótons únicos, indistinguíveis e altamente eficientes, obviamente motivados pelo grande interesse na implementação da computação e criptografia quântica. Logo trabalhos nesse sentido começaram a surgir, tais como o realizado por D. Press *et al.* [2.20] onde os autores comprovaram experimentalmente que um sistema governado pelo acoplamento forte entre a emissão de um ponto quântico e o modo fundamental da cavidade apresentava *antibunching*, ou seja, o QD emitia um fóton de cada vez. Além disso, eles mostraram que emissão deste estava anti-correlacionada à emissão da cavidade. Outros trabalhos como o de C. Santori *et al.* também comprovaram o mesmo fato. Em linhas gerais, ambos os experimentos foram conduzidos com excitação pulsada e ressonante com a transição do primeiro estado excitado para o fundamental do éxciton no QD. Um QD excitado ressonantemente por uma fonte pulsada tem uma probabilidade muito baixa de gerar dois fótons simultaneamente no mesmo pulso [2.21]. Realizando experimentos de

coincidência de fótons ambos os grupos foram capazes de mostrar que sistema QD/cavidade fortemente acoplado emitia um fóton a cada ciclo definido pela excitação pulsada. A medida realizada por C. Santori *et al.* [2.21] está exibida na figura 2.4 abaixo.

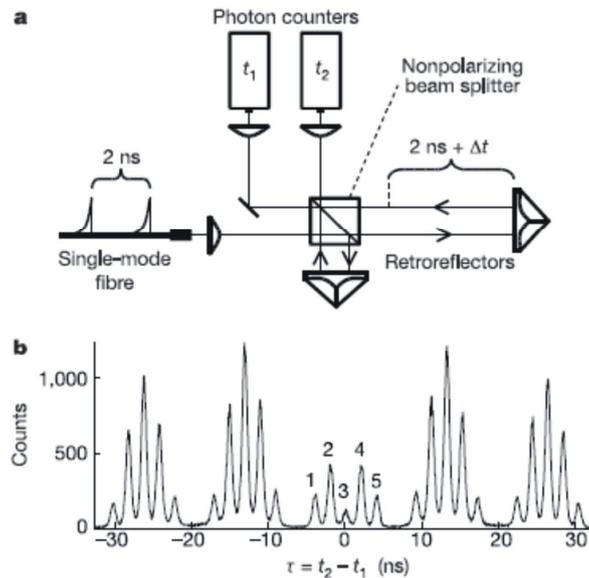


Figura 2.4: Experimento de Interferência de dois fótons. a) Arranjo experimental. Cada fóton é gerado com um atraso de 2 ns que é compensado por um dos ramos de maior comprimento do sistema óptico. b) Medida de coincidência de fótons. Note que em torno do intervalo de tempo igual a zero (fótons chegando juntos aos detectores) temos o menor valor de contagem, ou seja, menor número de coincidências. Reproduzida da referência [2.21].

No experimento um fóton é gerado a cada 2 ns, tempo de pulso do laser. O primeiro fóton pode tomar qualquer um dos caminhos indicados na figura 2.4 a., assim como o segundo fóton. Digamos então que o primeiro fóton sai do divisor de feixes – *Beam Splitter* (BS) - em direção ao caminho maior e o segundo fóton saia do BS em direção ao caminho menor. Escolhendo um comprimento adequado, ou atraso Δt , podemos fazer com que os dois fótons, que foram produzidos com uma diferença de tempo de 2 ns, se encontrem no BS no caminho de volta. Caso isso ocorra, eles também têm que sair juntos do mesmo em direção aos detectores o que ocasionaria em uma coincidência. O que a medida mostra é que para diferentes atrasos em torno do atraso zero temos o menor número de coincidências, o que comprova que o micropilar emite um fóton de cada vez, na escala de tempo do bombeio. Além disso, em experimentos de correlação cruzada, onde se é possível coletar os fótons emitidos tanto pelo QD quanto pela cavidade, D. Press *et al.* mostraram que emissão por esses dois diferentes

canais ocorre de maneira anti-correlacionada, ou seja, os fótons que deixam o micropilar hora vem do QD hora do modo fundamental da cavidade. Os resultados desta medida são mostrados na figura 2.5 abaixo.

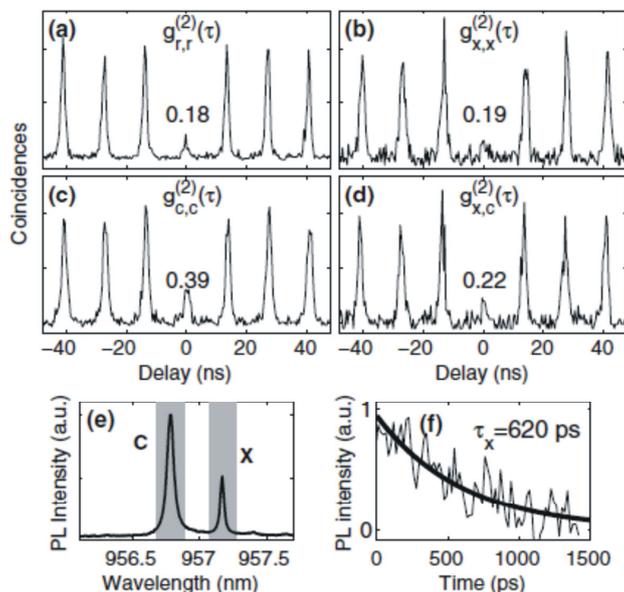


Figura 2.5: Medida de auto-correlação de fótons. a) Auto-correlação para o sistema acoplado QD/cavidade. b - d) Auto-correlação para o sistema dissintonizado por 4 nm. b) Auto-correlação somente para o QD. c) Auto-correlação somente para a cavidade. d) Função de correlação cruzada para o QD e a cavidade. e) Espectro de PL exibindo o QD e o modo fundamental da cavidade. f) Medida do tempo de vida do QD dissintonizado 7 nm do modo da cavidade. Figura retirada da referência [2.20].

Os resultados comentados acima são factíveis apenas se as cavidades apresentam altos fatores de qualidade e pequeno volume modal. O fator de qualidade pode ser afetado por diversos fatores sendo a maioria deles ditados pelo processo de fabricação, onde vários defeitos podem ser introduzidos na estrutura. Dentre estes defeitos podemos destacar o aumento da rugosidade das paredes laterais do pilar e o afinamento – *under-cutting* – de sua base em relação topo [2.22]. Este efeito pode ser observado, por exemplo, no micropilar da figura 2.1. Ambos os problemas tornam-se mais pronunciados quando tendemos a pilares com diâmetros cada vez menores, fato esse evidenciado pela diminuição do fator Q da cavidade, como pode ser visto na figura 2.6 que traz medidas do fator de qualidade de micropilares com diâmetros diferentes.

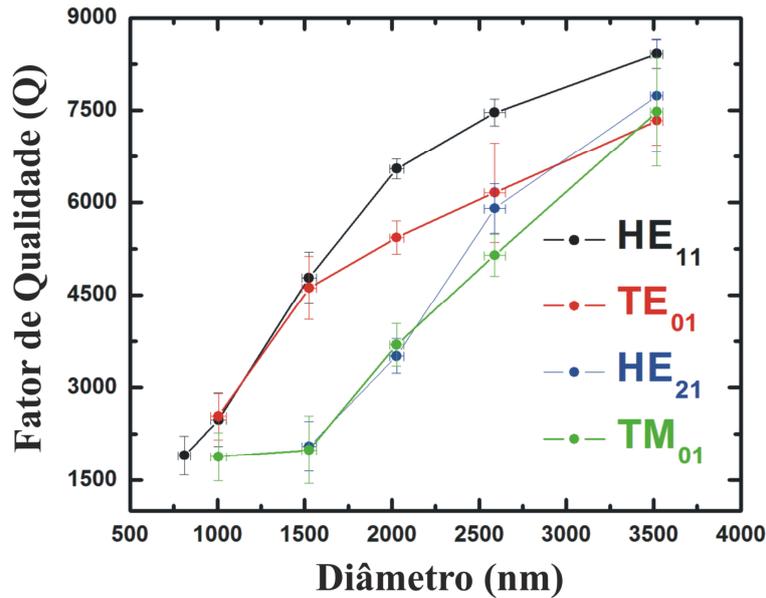


Figura 2.6: Fator de qualidade em função do diâmetro do micropilar. Os micropilares investigados aqui são circulares. O gráfico traz informação acerca dos quatro primeiros modos existentes na cavidade. O modo fundamental é definido por HE₁₁ e os três primeiros modos excitados são: TE₀₁, HE₂₁ e TM₀₁ respectivamente. Esta terminologia é a mesma adotada para modos E. M. em guias de onda. Os outros modos serão comentados ao longo do texto.

O acoplamento entre os modos da cavidade e o contínuo de modos fora da mesma é o mecanismo que dita o valor do fator Q. Quanto menor é diâmetro do pilar, mais radiação é retirada da cavidade devido a este acoplamento. Contudo, um estudo realizado por G. Lecamp *et al.* [2.23] demonstra que existe a possibilidade de se obter o efeito inverso ao descrito acima. Neste trabalho os autores observam que o fator de qualidade do modo fundamental da cavidade pode apresentar oscilações em relação ao diâmetro quando este atinge valores menores que 1 μm . A figura 2.7 mostra exatamente o que foi observado neste experimento.

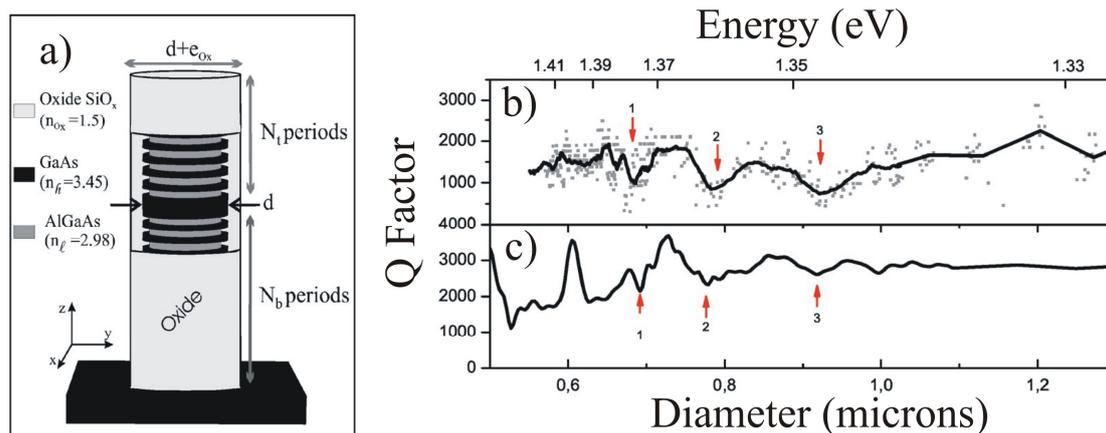


Figura 2.7: Fator de qualidade Q em função do diâmetro do micropilar. a) Esquema da amostra utilizada no experimento. Uma camada de óxido cobre todo o micropilar, corroendo esta camada é possível modificar o diâmetro efetivo da estrutura. b) Fator Q em função da energia do modo fundamental da cavidade. c) Fator Q em função do diâmetro do micropilar. Figura modificada da referência [2.23].

Nos pilares de maiores diâmetros, o principal mecanismo de perda é a transmissão através dos espelhos de Bragg, de modo que Q é independente do diâmetro e comparável ao da cavidade plana de referência. Quando o diâmetro do pilar é reduzido, além do espalhamento devido a defeitos nas paredes do pilares (rugosidade), favorecemos o aparecimento de modos de perdas – *leak modes* - que são fracamente confinados pelos espelhos de Bragg superiores e inferiores. Como o diâmetro é variado, esses modos de perda se acoplam ressonantemente com estados ligados da cavidade, causando fortes oscilações no valor de Q .

Até aqui mostramos alguns estudos significativos realizados em sistemas de micropilares visando o acoplamento do modo fundamental com um QD no interior da cavidade fotônica, mas nenhuma atenção foi dada ao grupo de estados excitados que podem existir no pilar. Na próxima seção, vamos abordar um estudo por nós realizado onde analisamos a variação da intensidade dos modos excitados em micropilares circulares de AlGaAs/GaAs contendo uma camada de SAQD de InAs. Em ordem, vamos descrever as amostras utilizadas, o sistema e o método de medida e então apresentar os resultados obtidos.

2.2 A influência da orientação do dipolo do QD sobre a eficiência de emissão dos modos excitados em micropilares circulares.

2.2.1 Amostras e aparato experimental

As amostras utilizadas ao longo deste trabalho foram crescidas por MBE, na *University of Sheffield* (UK). Cada micropilar circular é fabricado através de litografia por feixe de elétrons (EBL) e corrosão seletiva por íons reativos (RIE), como descritos nas referências [2.13, 2.23 e 2.24], o que gera estruturas como as exibidas na figura 2.8 abaixo.

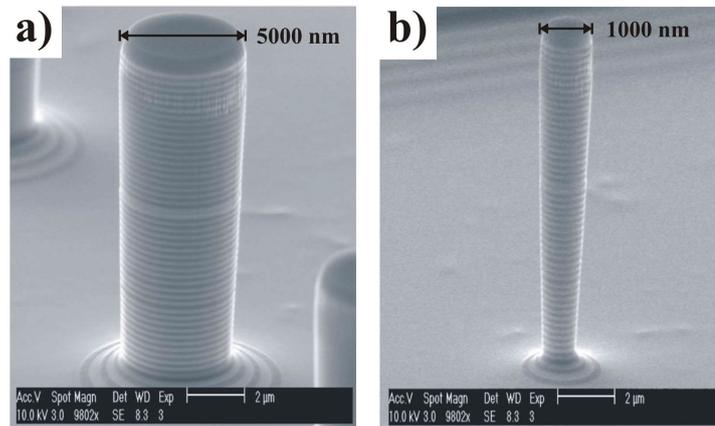


Figura 2.8: Imagens de microscopia eletrônica de varredura de: (a) pilar circular de 5000 nm e (b) pilar circular de 1000 nm, de diâmetro nominal.

Cada uma das cavidades é formada de GaAs e possui espessura λ . Além disso, uma única camada de SAQD de InAs, com uma densidade da ordem de 10^{10} cm^{-2} , é crescida no centro da mesma. Os espelhos DBR que compõem a estrutura consistem em camadas alternadas de GaAs/ $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$, sendo 27 pares na base e 20 pares no topo. O espelho da base possui um número maior de camadas para permitir que os fótons sejam emitidos preferencialmente na direção na direção vertical, ou seja, em direção ao topo da amostra, onde eles serão posteriormente coletados. As camadas de GaAs e $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ possuem aproximadamente 69,3 nm e 78,0 nm de espessura, respectivamente.

Foram fabricados pilares circulares com diferentes diâmetros nominais: 600 nm, 800 nm, 1000 nm, 1500 nm, 2000 nm, 3000 nm, 4000 nm e 5000 nm. A

amostra é organizada por matrizes, as quais contêm 64 pilares com o mesmo diâmetro nominal. Na Figura 2.9 é mostrada a visão superior de uma parte da amostra onde pode ser vista uma destas matrizes.

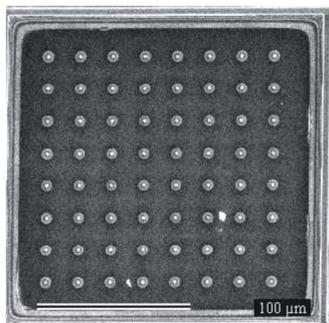


Figura 2.9: Imagem de microscopia eletrônica de varredura de uma matriz contendo 64 pilares de mesmo diâmetro nominal. Vista por cima.

Para realizar as medidas contidas neste trabalho utilizamos uma montagem padrão de espectroscopia de microfotoluminescência (PL). O sistema de medidas está ilustrado na figura 2.10 abaixo. A amostra foi montada no interior de um criostato de fluxo contínuo de hélio e mantida a 4 K durante todo o experimento. Para excitar os pilares utilizamos um laser de Ti:Safira de excitação contínua (cw) sintonizado em 740 nm, acima do gap do GaAs, bombeado por um laser de Argônio. Tanto a excitação quanto a coleta do sinal foram feitas na direção normal através de uma lente objetiva cuja magnificação total era de 50 vezes e abertura numérica de 0.4.

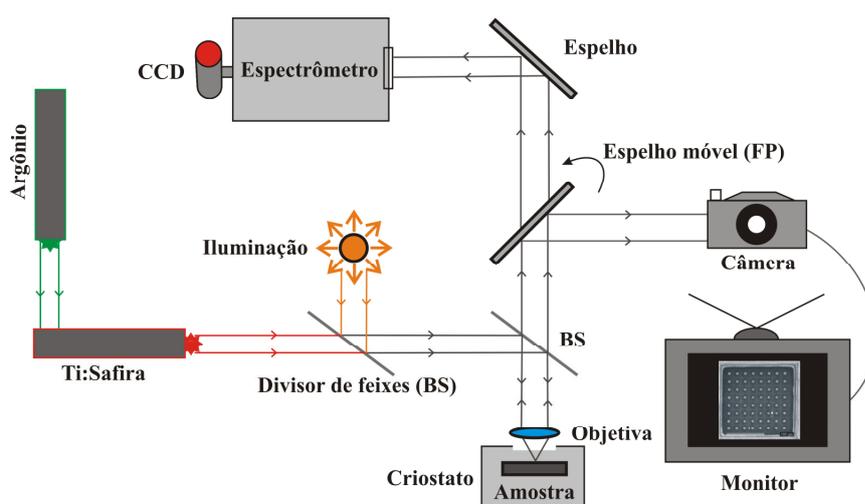


Figura 2.10: Montagem experimental. A amostra está inserida no interior de um criostato de fluxo de hélio. A sigla BS refere-se ao divisor de feixes – *Beam Splitter*.

Nesta configuração fomos capazes de produzir um *spot* focal de aproximadamente 2 μm , o que foi providencial, visto que em nossas amostras podemos encontrar pilares com diâmetros tão pequenos quanto 600 nm. A magnificação total obtida foi algo em torno de 6000 vezes, fato que nos permitiu fazer uma imagem panorâmica de parte da amostra e posicionar o laser sobre cada um dos pilares. O sinal coletado foi então enviado para um monocromador com 0.75 m e após a dispersão da luz na rede de difração, a intensidade em cada comprimento de onda foi registrada por uma câmera CCD – *Charged Coupled Device* – de silício (Si). A resolução espectral do equipamento é da ordem de 0.05 nm.

2.2.2 Resultados e discussão

Nós investigamos 33 pilares circulares nominalmente idênticos com diâmetro de 1500 nm. O modo fundamental destas estruturas exibiu uma largura à meia altura – *Full Width at Half Maximum* (FWHM) – de (0.22 ± 0.05) nm, o que corresponde a um fator Q de aproximadamente 4300. As 33 estruturas estudadas foram selecionadas de uma matriz de 8 x 8 pilares, onde nenhum deles exibia *splitting* tanto do modo fundamental, quanto dos três primeiros modos excitados, o que indicaria um desvio na simetria circular do pilar. Além disso, optou-se em escolher pilares cujo comprimento de onda de emissão do modo fundamental fosse muito próxima, ou seja, que estivessem dentro de uma faixa de variação de no máximo 0.22 nm. Adotando este protocolo estaríamos nos certificando da circularidade e uniformidade dos pilares sobre investigação.

A figura 2.11 mostra espectros representativos para três diferentes configurações de intensidade relativa para os quatro primeiros modos de menor energia dos pilares de 1500 nm. Os modos são identificados pela nomenclatura padrão adotada para os modos guiados em guias de onda dielétricos de seção reta circular [2.25 e 2.26]. Para todos os pilares, o modo fundamental, definido como HE_{11} , é sempre o mais intenso, no entanto é notável a distinção nas intensidades relativas apresentadas pelos três modos consecutivos de maior energia. Dos 33 pilares investigados, 70% apresentaram espectros semelhantes ao exibido na figura 2.11 (a), com o modo TE_{01} (primeiro modo excitado) mais intenso que o modo HE_{21} (segundo modo excitado), enquanto o modo TM_{01} (terceiro modo excitado) apresentou a menor intensidade de todos. Este modo é visto com intensidade relativa maior que a do modo

HE₂₁ em apenas 3% dos pilares estudados, figura 2.11 (b). Os restantes 27% dos pilares exibem um espectro como o da figura 2.11 (c), ou seja, com o modo HE₂₁ sendo o mais intenso dos modos de maior energia.

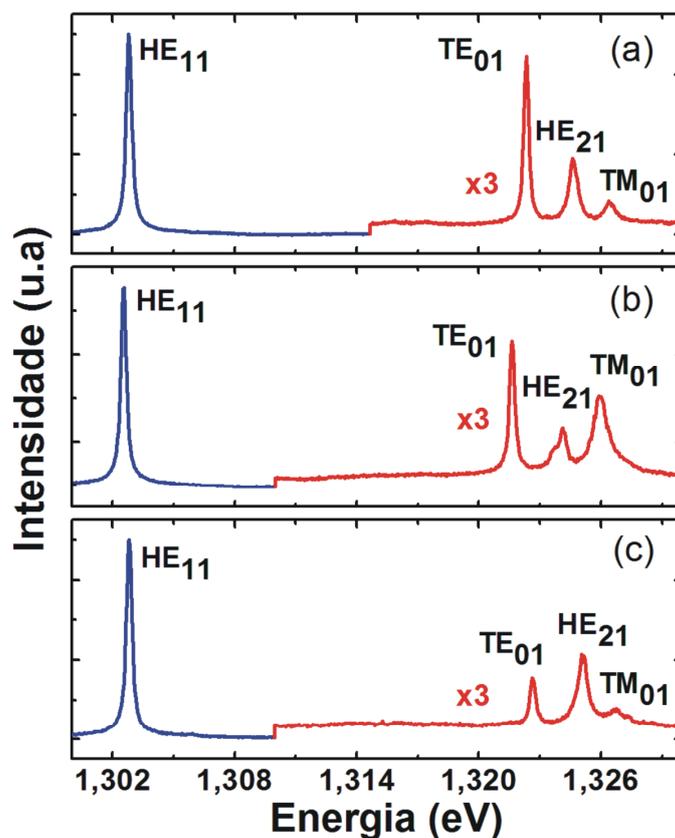


Figura 2.11: Espectros experimentais representativos para o conjunto de pilares estudados com 1500 nm de diâmetro. Os espectros foram normalizados em relação ao modo fundamental. O espectro mostrado em (a) é característico para a maior parte dos pilares estudados (70 %), com o modo TE₀₁ como o mais intenso do grupo dos três primeiros modos de mais elevada energia. No espectro mostrado em (b), embora o modo TE₀₁ seja o de mais elevada intensidade, o modo TM₀₁ é excitado de forma significativa, sendo mais intenso que o modo HE₂₁. Nós encontramos apenas um pilar (3 %) com este espectro característico. O tipo de espectro ilustrado em (c), com o modo HE₂₁ sendo o modo mais intenso do grupo, é apresentado pelos 27 % dos pilares restantes estudados.

Os espectros experimentais foram reproduzidos teoricamente usando o *software* livre CAMFR [2.27]. O QD foi modelado com um dipolo elétrico com seis graus de liberdade o que nos permitiria determinar tanto sua posição na cavidade e sua orientação de “vibração” de dipolo. Este número de graus de liberdade foi reduzido se estabelecendo que os QD tinham sua localização resumida ao plano central da cavidade e que emitiam luz em uma dada polarização, ou seja, tinham uma direção preferencial de vibração. Assumindo uma simetria rotacional em torno da direção de crescimento [001], o modo fundamental para as transições excitônicas no QD

contribuiria com duas transições degeneradas e circularmente polarizadas. No entanto, é sabido da literatura que QD de In(Ga)As/GaAs, apresentam geralmente assimetria tanto em forma quanto em composição e tensionamento da rede - *strain* – razão pela qual não seria estranho se observar transições excitônicas para o estado fundamental apresentando duas componentes ortogonais separadas em energia por até dezenas de μeV . A grande maioria das abordagens teóricas prediz forças de oscilação iguais para ambas as transições e as observações experimentais confirmam tal resultado. Entretanto, é possível encontrar na literatura um número apreciável de trabalhos onde SAQD emitem radiação com uma polarização linear dominante. Fávero *et al.* [2.28] trabalhando com amostras que continham uma pequena densidade de QD de InAs, observaram que os QD emitiam luz preferencialmente em uma dada polarização, atingindo níveis superiores a 80% de polarização linear. Outro estudo, realizado por Krizhanovski *et al.* [2.29] os autores relatam a observação de emissão altamente polarizada ao longo do plano para transições de éxcitons neutros e carregados em QD de InGaAs e atribuem esta observação à mistura entre buracos leves e buracos pesados causada pela anisotropia exibida pelos QD. A polarização ao longo do eixo de crescimento também foi alvo de estudos, onde amostras clivadas de QD de InAs cobertos por uma camada de InGaAs apresentaram emissão com alto grau de polarização na direção [001], [2.30]. Além dessas, amostras com QD de InGaAs/AlGaAs crescidos na geometria de pirâmides tetraédricas invertidas, também apresentaram um apreciável grau de polarização na direção de crescimento [2.31].

Voltemos nossa atenção para os resultados obtidos a partir de nosso modelo teórico. Eles podem ser encontrados na figura 2.12 abaixo. Nesta figura estamos mostrando os perfis do campo elétrico calculados para os quatro modos de menor energia dos pilares de 1500 nm. As setas duplas, denominadas 1 e 2, representam o dipolo do QD em duas diferentes posições no interior da cavidade. Tomemos um QD que tem o seu dipolo orientado 100% ao longo da direção x (x-polarizado), localizado na posição 1, como é o caso mostrado na figura. Fica claro da figura que ele só será capaz de excitar o modo TE_{01} , visto que, nesta posição tal dipolo será paralelo ao campo elétrico do modo em questão e perpendicular ao campo elétrico dos outros três modos da cavidade. Digamos então que o mesmo dipolo x-polarizado seja colocado na posição 2. O resultado será o inverso do então obtido. É claro que se um determinado QD tem uma probabilidade apreciável de emitir luz tanto com

polarização x quanto y, todos os modos do micropilar podem ser excitados independentemente da localização deste QD.

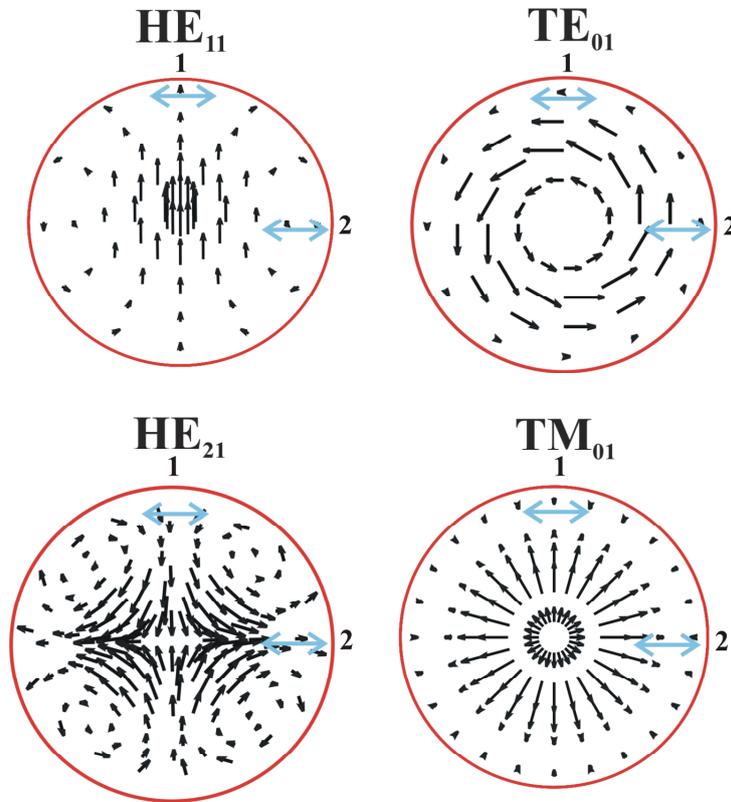


Figura 2.12: Perfil dos campos elétricos para os modos de mais baixa ordem em energia, calculados para os pilares de 1500 nm de diâmetro nominal. As setas duplas, denominadas de 1 e 2, representam pontos quânticos x-polarizados em duas diferentes posições na cavidade. As setas simples indicam a direção do campo elétrico de cada um dos modos considerados.

Para os nossos micropilares de 1500 nm estimamos que exista um número médio de QD que varia entre 20 a 100 pontos por cavidade e eles são aleatoriamente distribuídos ao longo do plano central da mesma. Como iremos mostrar, a intensidade relativa dos modos fotônicos destas cavidades irá, todavia, depender tanto da posição quanto polarização destes QD em seu interior.

A intensidade relativa dos modos exibida pela maioria dos pilares, ilustrada na figura 2.13, pode ser reproduzida considerando uma igual probabilidade emissão excitônica tanto x quanto y polarizada, que podem ser identificadas em relação a direções cristalinas $[110]$ e $[1\bar{1}0]$. Os índices de refração utilizados nos cálculos foram $n_{AlGaAs} = 2,975$ e $n_{GaAs} = 3,510$. O espectro teórico mostrado na figura 2.13 (a) foi obtido desta maneira.

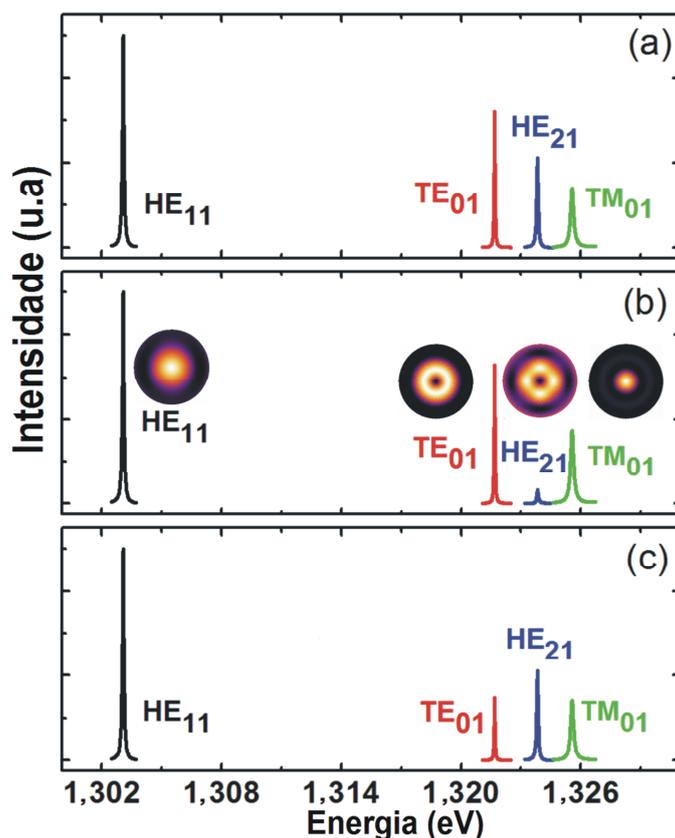


Figura 2.13: Espectros calculados para os pilares de 1500 nm de diâmetro nominal. O espectro em (a) foi obtido com o dipolo localizado no eixo horizontal, deslocado 225 nm do centro, com polarizações no plano, x e y, de iguais intensidades. Para obter o espectro (b), o dipolo foi localizado 20° acima do eixo horizontal e a 225 nm do centro. Esta polarização tem componentes y e z de iguais magnitudes e uma componente x que é 60 % das outras duas. Para o espectro (c), o dipolo foi localizado no eixo horizontal, deslocado 225 nm do centro, com polarização no plano com componentes x e y, com a componente y tendo metade da magnitude da componente x. Os *insert* em (b) mostram os perfis das intensidades dos campos elétricos calculados para cada modo.

Notemos que o mesmo espectro pode ser obtido, por exemplo, considerando-se QD com emissão linearmente polarizada na direção [110], localizados em diferentes posições no interior da cavidade, digamos: nas posições 1 e 2 mostrados na parte superior da figura 2.12. No entanto, a única maneira de se obter teoricamente a relação de intensidades observadas experimentalmente no espectro da figura 2.11 (b) é considerando que pelo menos uma pequena porcentagem dos pontos apresente um significativo grau de polarização na direção cristalina [001], em outras palavras, sejam z-polarizados. É impossível se obter um espectro com o modo TM₀₁ mais intenso que o modo HE₂₁ sem assumir este grau de polarização ao longo do eixo de crescimento. Este é um caso raro, observado apenas em um pilar dos 33 estudados. Por último, o espectro exemplificado na figura 2.12 só pode ser obtido teoricamente se consideramos no cálculo um maior grau de polarização linear ao longo de x, ([110])

ou y, $([1\bar{1}0])$ e uma certa não-uniformidade na distribuição espacial dos QD's. Por exemplo, o espectro da figura 2.12 (c) foi obtido assumindo um ponto localizado sobre o eixo x (posição 2), com uma polarização linear na direção x duas vezes maior que na direção y. Naturalmente o mesmo espectro teórico seria observado se considerássemos um ponto com polarização y duas vezes maior que a polarização x localizado na posição 1.

Os resultados discutidos acima implicam que os QD no interior da cavidade exibem emissão polarizada. Isto pode ser diretamente verificado examinando espectros de luminescência para os QD inseridos nessas cavidades em baixa potência e em diferentes polarizações. Por exemplo, a figura 2.14 mostra o resultado de uma dessas medidas para o espectro da figura 2.11 (c) onde o sinal proveniente dos QD foi coletado em duas diferentes polarizações lineares, 0° e 90° .

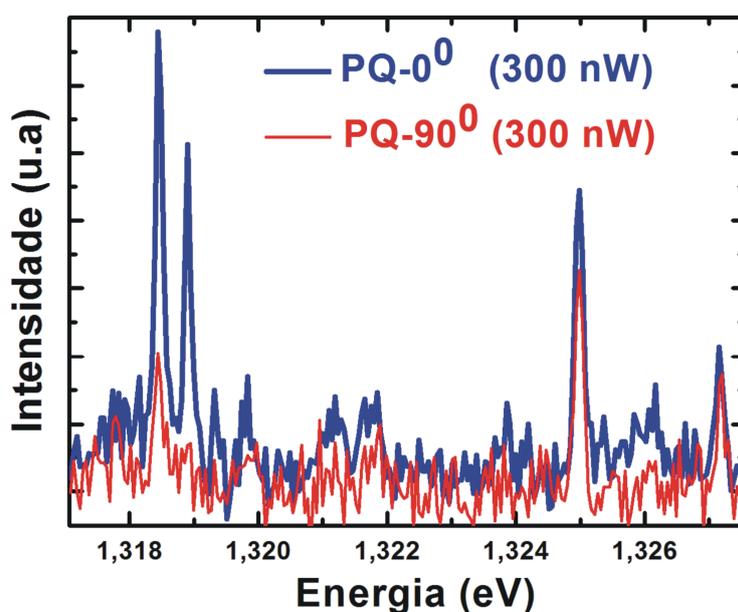


Figura 2.14: Espectro de fotoluminescência mostrando a emissão de pontos quânticos individuais para duas polarizações lineares e perpendiculares entre si indicadas como 0° e 90° . O grau de polarização observado pode ser maior que 90 %, como pode ser visto para o ponto quântico em torno da energia 1.319 eV . Em ambas as medidas a potência de excitação foi de 300 nW.

Há de se admitir que nem todos os pontos apresentam uma polarização preferencial e o número de pontos varia de pilar para pilar. Normalmente a polarização dos QD nos pilares está alinhada com a direção $[110]$, apesar disso foram também encontrados alguns pontos que emitem polarizadamente ao longo da direção $[1\bar{1}0]$. Nossas medidas revelam que o grau de polarização de um dado ponto pode ser tão alto quanto 90%, como pode ser visto para o QD em torno da energia 1.319 eV na figura 2.14.

Para o espectro mostrado na figura 2.11 (b), é muito mais difícil se verificar diretamente a polarização dos pontos. Como discutido acima, a intensidade relativa dos modos excitados vista para este pilar implica na existência de uma significativa componente [001], ou seja, z-polarizada. Para medir diretamente o grau deste tipo de polarização seria necessária a realização de experimentos de fotoluminescência na direção lateral do pilar, uma vez que PL na direção normal é incapaz de detectar tal componente polarizada. Não obstante, o perfil de intensidade relativa exibido na figura 2.11(b) e reproduzido teoricamente na figura 2.12 (b) é uma evidência inegável da existência de polarização na direção [001]. Neste sentido, a intensidade relativa dos modos eletromagnéticos destas cavidades fotônicas pode ser usada para se obter informações acerca do tipo de polarização exibida pela emissão dos QD. Por outro lado, um controle da polarização da emissão dos QD poderia ainda ser utilizado para maximizar o acoplamento entre estes e os modos fotônicos da cavidade.

2.3 Conclusão

Em suma, nós observamos experimentalmente que a eficiência de excitação de vários modos fotônicos de cavidades do tipo micropilar depende substancialmente da posição e da orientação do dipolo elétrico dos QD. Neste caso, os QD irão atuar como fontes de fótons para todos os modos permitidos destas cavidades. É mostrado que a intensidade relativa dos modos eletromagnéticos das cavidades fotônicas fornece informações a respeito da polarização da emissão dos QD inseridos nas mesmas. Tais resultados mostram que nossos pilares exibem uma porcentagem significativa de pontos com um alto grau de polarização linear preferencial, fato este, confirmado experimentalmente. Demonstrou-se também ao longo deste estudo que a partir da intensidade relativa dos modos de mais alta ordem é possível estimar o grau de polarização linear médio (ao longo do plano) exibido pelo o ensemble de QD contido em cada micropilar. Além disso, nossa abordagem nos fornece informações sobre o grau de polarização ao longo da direção de crescimento exibido por alguns pontos no interior dos pilares, algo que seria muito difícil de constatar experimentalmente.

2.4 Referências

- [2.1] S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Münch, C. Kistner, M. Strauss, A. Huggenberger, P. Franek, P. Weinmann, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech e A. Forchel. *Acta Physica Polonica A, Proceedings of the International School and Conference on Photonics, PHOTONICA 09* **116**, 445 (2009).
- [2.2] A. G. Silva, C. A. Parra-Murillo, P. T. Valentim, J. S. V. Morais, F. Plentz, P. S. S. Guimarães, H. Vinck-Posada, B. A. Rodriguez, M. S. Skolnick, A. Tahraoui e M. Hopkinson. *Opt. Express* **16**, 19201 (2008);
- [2.3] W. K. Wang, S. Y. Huang, S. H. Huang, K. S. Wen, D. S. Wu e R. H. Horng. *App. Phys. Lett.* **88**, 181113 (2006);
- [2.4] G. D. Chern, H. E. Tureci, A. Douglas Stone, and R. K. Chang, M. Kneissl e N. M. Johnson. *App. Phys. Lett.* **83**, 1710 (2003);
- [2.5] S. Große, T. Soodt e W. Schröder. *Meas. Sci. Technol.* **19**, 105201 (2008);
- [2.6] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin e V. Thierry - Mieg. *App. Phys. Lett.* **79**, 2865 (2001);
- [2.7] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp e A. Forchel. *App. Phys. Lett.* **90**, 251109 (2007);
- [2.8] M. Schwab, H. Kurtze, T. Auer, T. Berstermann, M. Bayer, J. Wiersig, N. Baer, C. Gies, F. Jahnke, J. P. Reithmaier, A. Forchel, M. Benyoucef e P. Michler. *Phys. Rev. B* **74**, 045323 (2006);
- [2.9] D. M. Whittaker, P. S. S. Guimaraes, D. Sanvitto, H. Vinck, S. Lam, A. Daraei, J. A. Timpson, A. M. Fox, M. S. Skolnick, Y.-L. D. Ho, J. G. Rarity, M. Hopkinson e A. Tahraoui. *App. Phys. Lett.* **90**, 161105 (2007);
- [2.10] Ying-Lung Daniel Ho, Tun Cao, Pavel S. Ivanov, Martin J. Cryan, Ian J. Craddock, Chris J. Railton, e John G. Rarity. *IEEE Journal of Quantum Electronics* **43**, 462 (2007).
- [2.11] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard e V. Thierry-Mieg. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1110 (1998);
- [2.12] N. G. Stoltz, M. Rakher, S. Strauf, A. Badolato, D. D. Lofgreen, P. M. Petroff, L. A. Coldren e D. Bouwmeester. *App. Phys. Lett.* **87**, 031105 (2005);

- [2.13] D. Sanvitto, A. Daraei, A. Tahraoui, M. Hopkinson, P. W. Fry, D. M. Whittaker e M. S. Skolnick. *App. Phys. Lett.* **86**, 191109 (2005);
- [2.14] S. Varoutsis, S. Laurent, I. Sagnes, A. Lemaître, L. Ferlazzo, C. Mériadec, G. Patriarche, I. Robert-Philip e I. Abram. *J. Vac. Sci. Technol. B* **23**, 2499 (2005);
- [2.15] J. -Y. Marzin, J. - M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier e G. Bastard. *Phys. Rev. Lett.* **73**, 716 (1994);
- [2.16] M. S. Skolnick e D. J. Mowbray. *Annu. Rev. Mater. Res.* **34**, 181 (2004);
- [2.17] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke e A. Forchel. *Nature* **432**, 197 (2004);
- [2.18] C. Kistner, T. Heindel, C. Schneider, A. Rahimi-Iman, S. Reitzenstein, S. Höfling e A. Forchel. *Opt. Express* **16**, 15006 (2008);
- [2.19] A. Dousse, J. Suffczyński, R. Braive, A. Miard, A. Lemaître, I. Sagnes, L. Lanco, J. Bloch, P. Voisin e P. Senellart. *App. Phys. Lett.* **94**, 121102 (2009);
- [2.20] D. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel e Y. Yamamoto. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 117402 (2007);
- [2.21] C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. S. Solomon e Y. Yamamoto. *Nature* **419**, 594 (2002);
- [2.22] A. J. Bennetta, D. C. Unitta, P. Atkinson, D. A. Ritchie e A. J. Shields. *Physica E* **26**, 391 (2005).
- [2.23] G. Lecamp, J. P. Hugonin, P. Lalanne, R. Braive, S. Varoutsis, S. Laurent, A. Lemaître, I. Sagnes, G. Patriarche, I. Robert-Philip e I. Abram. *App. Phys Lett.* **90**, 091120 (2007);
- [2.24] A. Darei, A. Tahraoui, D. Sanvitto, J. A. Timpson, P. W. Fry, M. Hopkinson, P. S. S. Guimarães, H. Vink, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick e A. M. Fox. *App. Phys. Lett.* **88**, 051113 (2006) ;
- [2.25] B. Gayral. *Ann. Phys. Fr.* **26**, 1 (2001);
- [2.26] J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Costard, V. Thierry – Mieg e T. Rivera. *App. Phys. Lett.* **69**, 449 (1996);
- [2.27] P. Bienstman e R. Baets. *Opt. Quantum Electron.* **33**, 327 (2001);
- [2.28] I. Favero, G. Cassabois, A. Jankovic, R. Ferreira, D. Darson, C. Voisin, C. Delalande, Ph. Roussignol, A. Badolato, P. M. Petroff e J. M. Gérard. *App. Phys. Lett.* **86**, 041904 (2005) ;

- [2.29] D. N. Krizhanovskii, A. Ebbens, A. I. Tartakovskii, F. Pulizzi, T. Wright, M. S. Skolnick e M. Hopkinson. Phys. Rev. B **72**, 161312 (2005) ;
- [2.30] P. Jayavel, H. Tanakam T. Kita, H. Ebe, M. Sugawara, J. Tatebayashi, Y. Arakawa, Y. Nakata e T. Akiyama. Phys Rev. Lett. **84**, 1820 (2004) ;
- [2.31] V. Troncale, K. F. Karlsson, D. Y. Oberli, M. Byszewski, A. Malko, E. Pelucchi, A. Rudra e E. Kapon. “*Excited excitonic states observed in semiconductor quantum dots using polarization resolved optical spectroscopy*”, **101**, 081703 (2003).

Capítulo 3

3.1 Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração.

3.1.1 Introdução

Um dos experimentos mais desafiantes do ponto de vista prático é o de transmissão, seja ele realizado sobre microcavidades fotônicas, guias de onda, ou em circuitos ópticos mais complexos. Maior ainda deve ser o esforço experimental se essas medidas têm que ser realizadas a baixas temperaturas, ou quando se exige um controle da mesma. Nessas condições as amostras devem ser introduzidas no interior de criostatos ópticos, onde a própria geometria do equipamento reduz ou inviabiliza a utilização de fibras ópticas que seriam o elo entre estas e o exterior. Ao longo dos anos várias foram as propostas para se realizar tais experimentos em estruturas de cristais fotônicos [3.1 e 3.2]. Uma das que se mostra muito promissora e de fácil integração ao mais diversos tipos de dispositivos fotônicos está relacionada ao emprego de grades de difração como acopladores ópticos – *Grating Couplers* (GC). Utilizando-se técnicas de microfabricação estas grades podem ser fabricadas *on chip*, ou seja, lado a lado ao dispositivo de interesse. Uma vez fabricada, a estrutura como um todo se torna mais eficiente e robusta às mais adversas condições externas.

Neste capítulo GC de GaAs e cavidades fotônicas do tipo heteroestrutura dupla – *Photonic Crystal Double Heterostructure Cavity* – (PCDH) serão apresentadas. As GC, ou simplesmente grades, como vamos nos referir, serão utilizadas como guias de onda que farão o acoplamento entre as ondas guiadas (ondas que existem na estrutura fotônica) e as ondas radiativas (ondas que existem na envoltória do dispositivo). Para garantir o eficiente acoplamento da luz para fora do plano do cristal fotônico estas grades são construídas em cada extremidade do guia de onda contido nos PCDH, também conhecidos como guias de onda do cristal fotônico – *Photonic Crystal Waveguide* – (PCW). Esta geometria permite realizar medidas de fotoluminescência excitando-se a cavidade na direção normal e coletando, na mesma

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

direção o sinal transmitido através de uma das grades. Além disso, experimentos de transmissão podem ser realizados adotando-se uma prática similar: introduzindo-se radiação em uma das grades e coletando-se o sinal proveniente da cavidade através da grade diametralmente oposta. O dispositivo apresenta a seguinte geometria: uma cavidade fotônica, um PCW e duas grades de difração. A configuração espacial do dispositivo é mostrada na figura 3.1. As grades são acopladas ao cristal fotônico através de uma “fita guia” – *tapered waveguide* (TW) – para melhor eficiência.

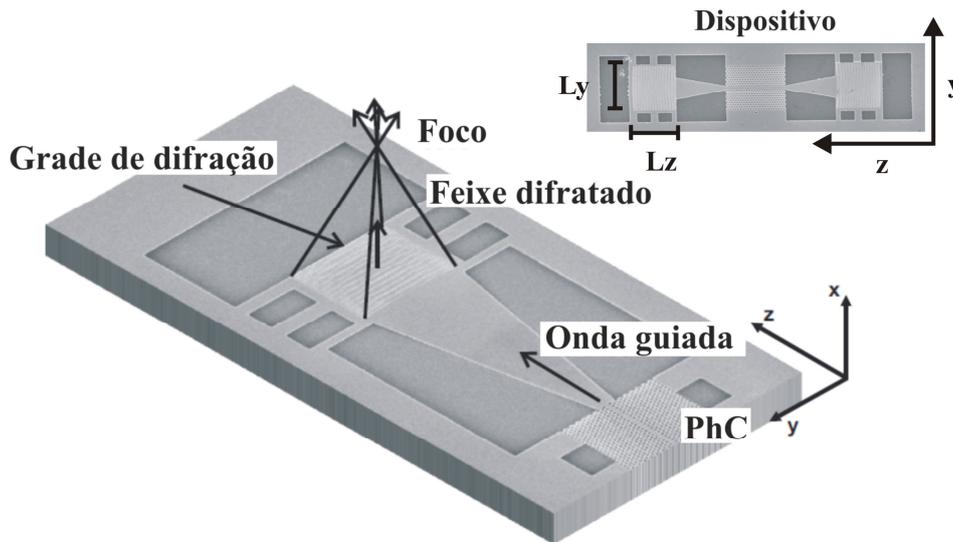


Figura 3.1: Esquema do dispositivo com grades de difração. No canto superior direito podemos ver uma imagem de microscopia eletrônica de varredura – SEM – de um dispositivo real. L_y e L_z definem a extensão de cada lado da grade de difração. A figura da parte inferior mostra detalhadamente todas as partes do dispositivo. Note que devido à simetria estamos mostrando apenas metade do mesmo. Figura retirada do website do grupo *Low Dimensional Structures and Devices* (LDSD) da University of Sheffield, Sheffield (UK).

Antes de apresentar os resultados experimentais vamos abordar de forma sucinta a teoria por trás das GC. Todos os principais parâmetros envolvidos em sua concepção serão apresentados considerando uma GC simplificada, ou seja, uma grade com geometria retangular, onde L_x e L_y definirão suas laterais ou abertura, suas ranhuras serão lineares e terão um perfil quadrado, do tipo *tooth – profile*. Mais a frente iremos introduzir uma grade cuja geometria está mais próxima daquelas investigadas experimentalmente, as grades com ranhuras curvadas – *chipred gratings*. Por último, descreveremos as principais características do tipo de cristal fotônico envolvido nos experimentos, os PCDH e enfim os resultados obtidos em medidas de PL e transmissão sobre tais amostras.

3.1.2 Grades de difração: Uma abordagem teórica geral

As GC são baseadas no acoplamento de ondas guiadas de um dado meio com ondas radiativas do entorno através da condição de casamento de fase [3.3]. Por exemplo, a um dado modo guiado do tipo TE em uma membrana de GaAs pode ser atribuído uma constante de propagação β , que está relacionada ao índice de refração efetivo do meio por:

$$\beta = N_{\text{eff}} k_0 = \frac{2\pi N_{\text{eff}}}{\lambda_0}, \quad (3.1)$$

onde k_0 é o vetor de onda no vácuo, N_{eff} o índice de refração efetivo para um modo de comprimento de onda λ_0 . O acoplamento entre um dado modo guiado e as ondas radiativas somente acontece quando a condição de casamento de fase é satisfeita ao longo da direção de propagação, ou seja, a direção z , como mostra a figura 3.1. Quando um modo guiado, digamos $\beta_0 = N_{\text{eff}} k$ se propaga na região delimitada pela grade de difração m harmônicos são gerados. Além disso, este modo guiado pode se acoplar aos modos radiativos tanto da camada superior de ar quanto do substrato em ângulos dados pela seguinte relação:

$$n_c k \sin(\theta_m^c) = n_s k \sin(\theta_m^s) = \beta_m = N_{\text{eff}} k + mK, \quad (3.2)$$

onde $K = 2\pi / \Gamma$ é a componente z do vetor da grade, n_c e n_s o índice de refração da camada de ar e do substrato, respectivamente. A condição de casamento de fase pode ser ilustrada em um diagrama de fases, como mostra a figura 3.2. O eixo horizontal em ambos os gráficos representa a componente z do vetor de propagação. O semicírculo superior de raio $k_0 n_c$ representa a radiação em direção à da camada de ar e o semicírculo de raio $k_0 n_s$ a radiação em direção ao substrato. Aqui estamos supondo que o guia de onda pode suportar modos com constantes de propagação numa faixa dada por $k_0 n_s < \beta < k_0 n_f$. A magnitude das ondas radiadas em direção a camada de ar é representada por $k_0 n_s$, onde a direção de difração é dada pelo vetor OC. O acoplamento com o substrato pode ser descrito de uma maneira similar a esta, onde a

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

direção de difração é dada por OS. O vetor da grade de difração é representado pelo vetor de comprimento K e é paralelo a direção do eixo k_z .

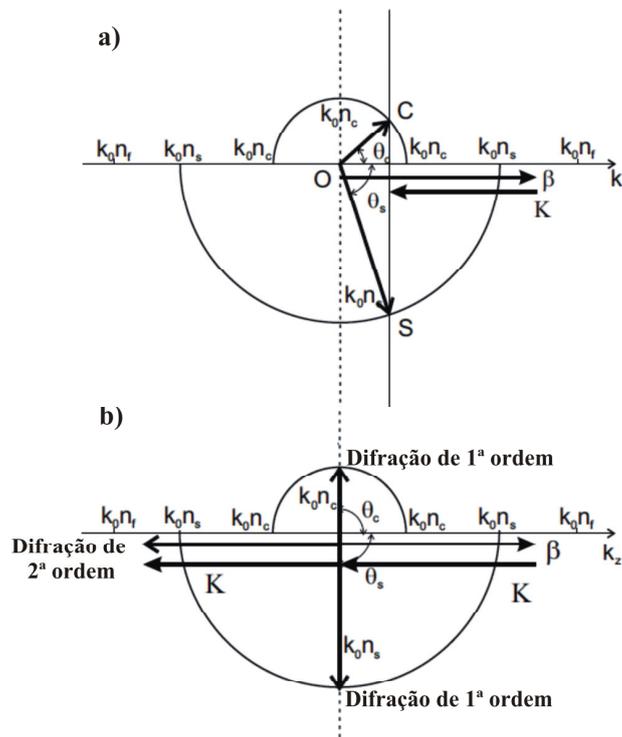


Figura 3.2: Diagrama do espaço dos k 's para uma grade de difração usada como acoplador. a) Acoplamento em um ângulo oblíquo. b) Grade de segunda ordem. Parte da radiação é enviada verticalmente para fora da grade, parte é refletida de volta para o guia de onda.

A figura 3.2 a) representa uma condição particular de casamento de fase ($\beta - K$) sendo satisfeita para duas ondas. Vemos que a primeira onda emana em direção a camada superior de ar (vetor OC) e a segunda se propaga em direção ao substrato (vetor OS) em ângulos θ_s e θ_c , respectivamente. O acoplamento entre os dois feixes poderia, por exemplo, ser descrito por uma condição tal que $-k_0n_c < \beta - K < k_0n_c$, assumindo-se que $n_c < n_s$. Neste caso a energia transportada pelo modo guiado seria radiada em direção à camada de ar após o acoplamento. Se observássemos uma diferente condição, tal que $-k_0n_c < \beta - K < k_0n_s$, parte da energia também fluiria em direção ao substrato. Do ponto de vista prático, este último tipo de grade de refração é o mais comum. A distribuição de energia entre um ou outro modo radiativo pode ser modificada adotando outras estratégias que vão desde o desenho do próprio dispositivo até a inclusão de outros componentes que forcem a emissão da radiação em uma direção particular do espaço. Podemos então definir uma grandeza que mede a razão entre a emissão nesta dada direção e as restantes. Esta grandeza é comumente

conhecida como razão de escoamento – *Branching Ratio* (BR). Esta otimização pode ser obtida tanto se introduzindo *blazers* no perfil da grade [3.4 e 3.5] ou cobrindo-se a mesma com camadas altamente refletoras [3.6 e 3.7]. O tipo de grade ilustrado na figura 3.2 b) é conhecido como grade de refração de segunda ordem. Este tipo de estrutura tem o período de suas ranhuras igual ao comprimento de onda do modo guiado. Isto, em termos práticos, significa que as múltiplas interferências ao longo da grade produzem dois harmônicos os quais enviam radiação para diferentes direções espaciais. O primeiro harmônico é formado na direção vertical, ou seja, normal ao plano da grade. O acoplamento entre a radiação deste modo harmônico e os modos guiados do cristal conduz a luz para fora do plano da amostra. O segundo harmônico é formado ao longo do plano da grade e se move no sentido negativo do eixo z, ou seja, em direção ao cristal fotônico, seu acoplamento com os modos guiados gera o fenômeno de reflexão reversa – *back reflection*. Este tipo de grade é comumente empregada na fabricação de lasers do tipo *grating surface emitting lasers* [3.8 e 3.9].

Em sistemas de alto contraste de índice de refração, tal como os de guias de onda de GaAs, podemos observar os fenômenos descritos acima escolhendo-se apropriadamente o período das grades de refração [3.10]. Neste capítulo vamos apresentar grades de refração de segunda ordem fabricadas para operar em torno de 950 nm.

3.1.3 A geometria de uma grade de refração

A estrutura da grade de refração que vamos nos referir nesta seção está ilustrada na figura 3.3 abaixo. Por simplicidade estamos supondo um perfil retangular. A grade é caracterizada por um período Λ , uma profundidade d e comprimento L (não mostrado na figura). Os índices de refração do ar, do substrato (GaAs) e da camada sacrificial são n_0 , n_c e n_s , respectivamente. O valor do índice de refração do GaAs em 10 K foi originalmente obtido através de simulações realizadas pelo grupo a partir de dados de medidas de PL anteriores. As grades de refração utilizadas neste trabalho foram desenhadas para suportar apenas o modo com polarização TE, por esta razão somente esta polarização será considerada ao longo desta seção.

A eficiência de acoplamento para o meio externo de uma grade de comprimento L é dado pela expressão 3.3 abaixo [3.11]:

$$\eta = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \iint E \times H ds = \eta^a (1 - \exp(-2\alpha_r L)), \quad (3.3)$$

onde η^a é a fração da potencia original do modo guiado sendo enviada em direção à camada de ar, α_r é o fator de decaimento da radiação. As ondas guiadas decaem exponencialmente na grade de difração ao longo da direção de propagação z .

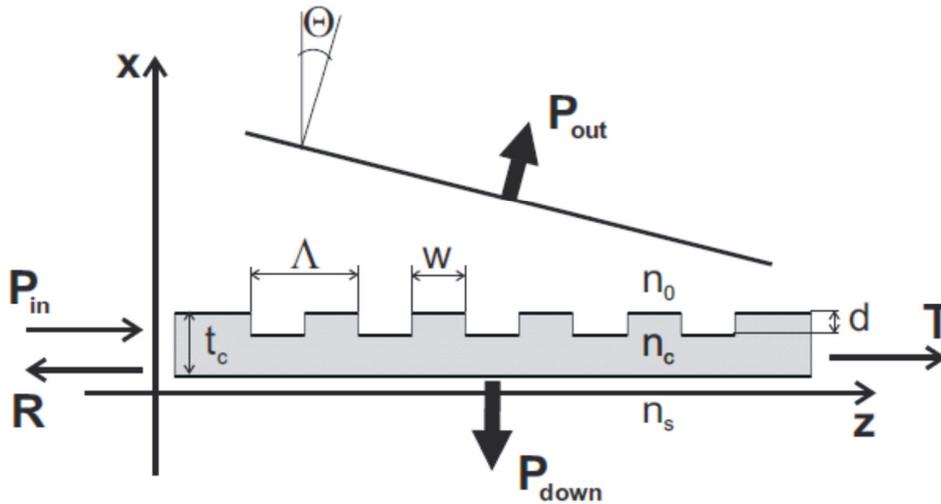


Figura 3.3: Esquema de uma grade de difração. A eficiência desta grade é obtida calculando-se o vetor de Poynting na direção x ao longo do comprimento L da estrutura.

O decaimento do campo é caracterizado pela constante de decaimento α_r que é definida por:

$$A(z) = A_0 \exp(-\alpha_r z), \quad (3.4)$$

onde A_0 descreve a amplitude do campo no início da grade. As eficiências de acoplamento para o meio externo (ar), para o substrato (GaAs), a reflexão (R) e transmissão (T) das ondas através da grade, foram calculadas numericamente pelo estudante de doutorado D. Szymanski da *University of Sheffield* (UK). A eficiência de acoplamento em direção ao ar é dada pela razão $P_{\text{out}} / P_{\text{in}}$, onde P_{in} é a potência que chega à grade pela lateral na posição $z = 0$ e P_{out} é a potência da onda enviada para a camada de ar que é obtida integrando-se a componente S_x do vetor de Poynting ao longo do comprimento L da grade num dado ponto fixo acima da mesma. A eficiência de acoplamento ao longo do substrato poderia ser obtida da mesma maneira, mas aqui vamos nos limitar a mostrar apenas a eficiência de acoplamento em direção ao ar.

Dois métodos de cálculo foram empregados para se obter a eficiência e a reflexão da grade de refração em função do comprimento de onda da onda guiada, o *Cavity Modelling Framework* - CAMFR [3.12] e o *Two-Dimensional Finite Difference Time Domain* - 2D-FDTD [3.13]. A figura 3.4 mostra uma comparação entre os resultados.

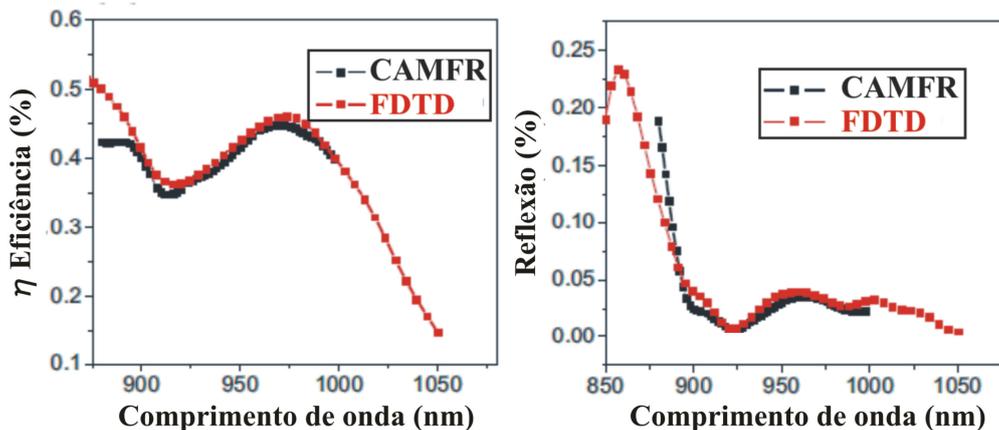


Figura 3.4: Eficiência e reflexão da grade de difração em função do comprimento de onda da onda guiada. Note que em torno de 950 nm a eficiência da grade de difração está em torno de 45 % o que é um indicativo positivo para a realização de experimentos de transmissão em nossas amostras.

As simulações com o CAMFR foram realizadas utilizando-se uma base com 130 modos o que garantiu a convergência dos resultados e PML – *Perfect Matched Layers* – que evitou a presença de reflexões indesejadas nas fronteiras da janela computacional. No caso do 2D-FDTD os resultados foram obtidos dividindo-se a estrutura em pequenos *grids* de $(2.5 \times 2.5) \text{ nm}^2$ e resolvendo-se as equações de Maxwell para cada um deles. Como pode ser visto da figura 3.4, os resultados exibem uma excelente concordância.

3.1.4 Efeitos de interferência em grades de difração: uma consideração sobre o substrato.

O substrato selecionado para a fabricação das grades de difração e da heteroestrutura foi crescido comercialmente (*1106e wafer*). Suas especificações estão resumidas na figura 3.5 abaixo. O guia de onda deste substrato foi crescido com uma espessura de 140 nm o que permitia a operação com um único modo com um índice de refração efetivo de 2.76 para a polarização TE, algo próximo à metade da espessura óptica em torno de 950 nm. A operação em um único modo óptico garante

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

que somente um modo possa ser acoplado à grade e assim evita a perda de energia através do espalhamento de modos de ordem mais elevada. Uma atenção especial deve ser dada a espessura da camada *buffer* do substrato escolhido, pois o desempenho das grades está intimamente ligada a ela, assim como mostrou Emmons *et al.* estudando efeitos de interferências em guias de onda [3.14].

Parameter	Specification		
QDs light source	wavelength $\lambda = 0.95 \mu\text{m}$		
	Material	Index	Thickness
Waveguide	GaAs	3.4	$0.07 \mu\text{m}$
QDs layer	InAs	-	1.7ML
Waveguide	GaAs	3.4	$0.07 \mu\text{m}$
Buffer layer	$\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}/\text{Air}$	3.12/1	$1 \mu\text{m}$
Substrate	GaAs	3.4	-

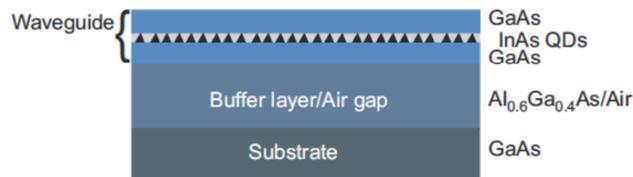


Figura 3.5: Tabela de especificações do substrato utilizado na fabricação das amostras. O esquema na parte inferior da figura mostra uma visão lateral do substrato e sua constituição.

Os autores demonstraram que a eficiência das grades de difração exibe um comportamento oscilatório em relação à espessura da camada *buffer* do substrato. A figura 3.6 traz resultados de simulações realizadas pelo nosso grupo e que reproduzem os resultados do trabalho acima citado, adaptados ao nosso tipo de estrutura. Como vemos na figura 3.6, uma escolha correta da espessura da camada *buffer* pode levar a valores tão altos quanto 30% de eficiência. Além disso, as simulações mostram que a eficiência também depende da profundidade d das ranhuras da grade. Vemos na figura 3.6 que apesar de estarmos em um mínimo de eficiência, cerca de 12 %, delimitado pela espessura da camada *buffer*, podemos aumentar nossos ganhos modificando a profundidade das ranhuras.

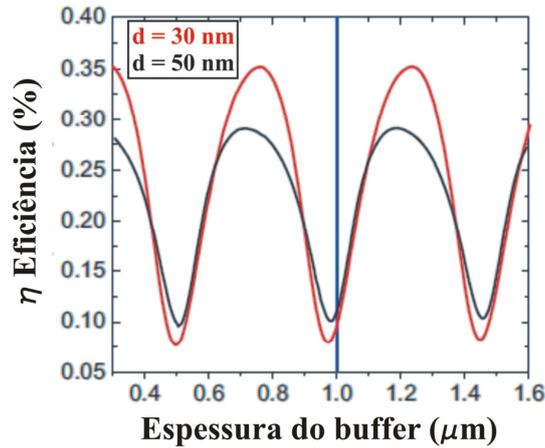


Figura 3.6: Cálculo da eficiência em função da espessura da camada *buffer* para grades de difração com ranhuras retangulares e período igual a 370 nm e para dois valores distintos de profundidade d , 30 e 50 nm respectivamente. A espessura nominal da camada *buffer* do nosso substrato está marcada pela reta em azul.

Neste caso, é claro o ganho na eficiência quando passamos de ranhuras com profundidades de 30 nm para 50 nm. A espessura da camada *buffer* não só afeta a performance da grade, ela pode afetar também o fator Q do cristal fotônico. Existem duas razões para tal, a primeira está relacionada ao aumento do acoplamento dos modos confinados com os modos do exterior, semelhante ao que foi exposto no capítulo anterior para micropilares. A segunda razão é causada pela quebra da simetria entre as polarizações TE e TM o que também resulta em perdas [3.15]. Maiores eficiências de acoplamento podem ser obtidas modificando-se, por exemplo, a sintonia da grade em relação ao comprimento de onda do modo guiado, isso será abordado mais a frente. Todos os resultados teóricos exibidos até aqui enfatizam a importância de se escolher bem o substrato. A seguir faremos uma análise do fator de decaimento sobre a eficiência das grades.

3.1.5 Fator de decaimento da radiação

Um ponto ainda não mencionado sobre as grades de difração é que elas também atuam como uma espécie de espelho convergente, realizando a conversão de modos guiados em modos radiativos focando-os no espaço livre, como é mostrado na figura 3.1 no início deste capítulo. A onda guiada no interior da grade decai exponencialmente ao longo da direção de propagação z de acordo com a equação 3.4. Assim sendo, o fator de decaimento α_r é um parâmetro crítico para a fabricação de tais dispositivos. Valores elevados de α_r reduzem a emissão para o espaço livre e

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

diminuem seletividade da grade [3.16]. Por outro lado, pequenos valores desta grandeza diminuem a eficiência e prejudicam o foco do dispositivo. De forma a se obter um meio termo que gere tanto uma eficiência quanto um foco apreciáveis, o fator α_r deve satisfazer a equação 3.3 com seguinte condição:

$$\alpha_r L_z = 1, \quad (3.5)$$

onde L_z é a abertura da grade ao longo da direção de propagação. O tamanho do foco produzido por uma grade de difração é um ponto crítico, por exemplo, em aplicações relacionadas à gravação de dados em discos ópticos [3.17]. Contudo, em nosso projeto não necessitamos de tolerâncias tão altas. Como será discutido mais a frente na seção experimental deste capítulo, o sinal que emana das grades é coletado por uma objetiva com uma abertura numérica suficientemente grande, 0.7 e magnitude de 100X e está posicionada a cerca de 2 cm da amostra o que facilita a coleta do sinal, mesmo que esse seja pouco intenso. O fator α_r foi obtido teoricamente para uma grade de refração com período $\Lambda = 370$ nm, profundidade $d = 90$ nm e fator de preenchimento W/Λ – *filling factor* – $ff = 0.5$. A figura 3.7 a) mostra que este parâmetro pode ser extraído do perfil de intensidade do campo elétrico ao longo da grade. O perfil do campo foi determinado 10 nm acima da grade usando o CAMFR. O ajuste dos valores dos picos de cada um dos perfis com uma função exponencial gera um fator $\alpha_r = 1.41 \mu\text{m}^{-1}$. A figura 3.7 b) mostra fatores α_r para grades com diferentes profundidades d . Deste gráfico é possível inferir que α_r aumenta com d , atingindo um valor máximo de $1.8 \mu\text{m}^{-1}$ para $d = 100$ nm. Para d maiores que 100 nm α_r decai rapidamente. Este fenômeno pode ser atribuído ao aumento da interferência destrutiva sofrida pelas ondas ao longo da grade [3.18]. De acordo com a equação 3.5, α_r deve ser igual a $1/L_z$ para que possamos obter características ótimas de foco e alta eficiência.

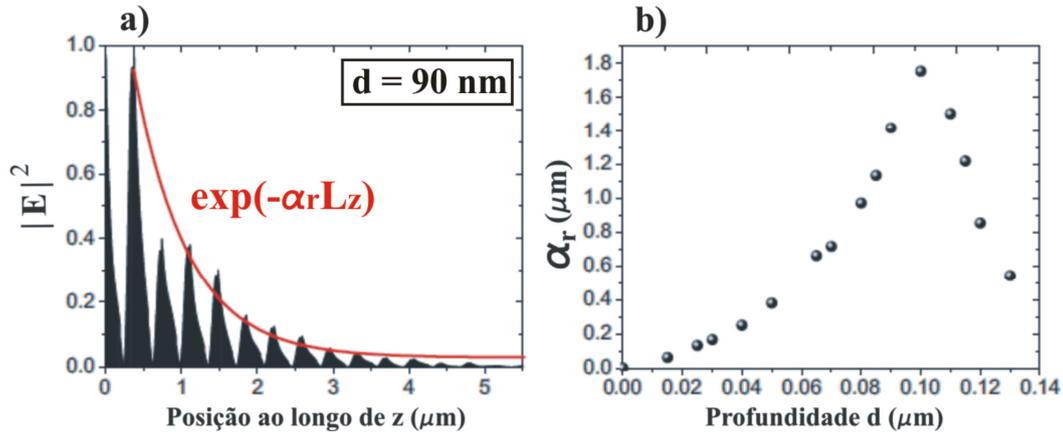


Figura 3.7: Cálculo do fator de decaimento para grades de refração. Os cálculos foram realizados em uma grade de difração retangular que se acopla com o comprimento de onda de 950 nm. a) Obtenção do fator de decaimento usando o ajuste em vermelho. b) Variação do fator de decaimento em função da profundidade das ranhuras da grade.

Como mencionado acima, o alargamento do foco pode ser minimizado trabalhando-se com pequenos valores de α_r , o que requer, por outro lado, valores grandes de L_z . A abertura da grade não pode ser maior que $5 \mu\text{m}$, o que acarretaria dificuldades durante a fabricação do dispositivo, desta forma o valor mínimo para α_r deve ser $0.2 \mu\text{m}^{-1}$, segundo a equação 3.5. Isto demanda que a profundidade d seja igual a 50 nm como mostra a figura (b).

3.1.6 Acoplamento Vertical

O acoplamento vertical é o parâmetro mais importante do ponto de vista experimental e ele ocorre quando a luz na região da grade é difratada em direção ao ar (substrato) perpendicularmente à superfície da GC. Como foi dito anteriormente este tipo de propagação pode ser obtida quando o período da grade é igual ao comprimento de onda do modo guiado, ou seja, o comprimento de onda de operação. Logo, a sintonia entre a grade e o comprimento de onda de operação deve ser feita *a priori* no processo de fabricação. Contudo, teoricamente existe a possibilidade de se estudar o efeito da mudança do período da GC sobre a eficiência de acoplamento e a reflexão da grade. A figura 3.8 mostra os resultados obtidos nesse sentido para grades com ranhuras de pequeno valor de d , ou seja, profundidade. Um ponto importante que deve ser ressaltado no nosso caso é que o comprimento de onda de operação da grade deve coincidir com o pico de máxima emissão do ensemble de QD para o substrato (*wafer*

1106e) que está em torno de 950 nm. Segundo as simulações, esta condição pode ser satisfeita fabricando-se um GC com período igual a 370 nm e $d = 50$ nm.

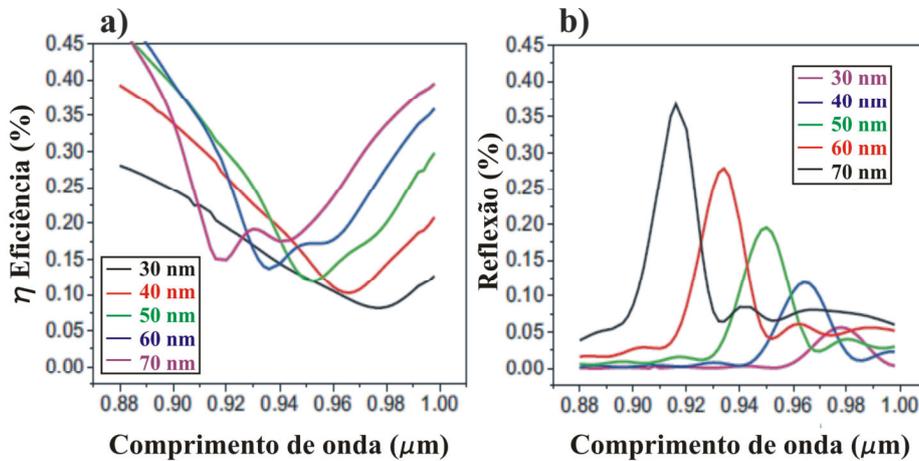


Figura 3.8: a) Cálculo da eficiência de radiação em função do comprimento de onda de operação para grades com diferentes valores de d . b) Reflexão em função do comprimento de onda de operação para quatro grades com diferentes profundidades das ranhuras.

Os resultados da figura 3.8 a) também revelam que a presença de reflexões elevadas em torno do comprimento de onda de 950 nm, para $d = 370$ nm, podem reduzir a eficiência da grade para 12 %. Da figura 3.8 (b) vemos que a profundidade de corrosão tem um impacto significativo sobre a reflexão da grade, onde esta cresce linearmente com o valor de d . Para grandes valores de d , a reflexão é tão alta que a eficiência em torno do comprimento de onda de operação se torna muito baixa. Como foi mencionado na seção 3.1.5, a profundidade de corrosão controla o α_r , que por sua vez, define a eficiência da grade.

Um dispositivo que exibe uma taxa de reflexão de 20 % requer ranhuras com profundidade de corrosão $d = 50$ nm. Contudo, a fabricação de tais dispositivos não é uma tarefa trivial, principalmente durante o processo de corrosão. O tempo de corrosão necessário para se obter ranhuras de 50 nm é de apenas 15 segundos, o que torna o processo muito difícil de controlar. Logo, desvios nos perfis de tais estruturas fazem parte da natureza intrínseca do processo. Digamos que se observe um desvio de 10 nm na profundidade da ranhura. Tal desvio não chega a arruinar completamente a eficiência da grade, mas afeta outros parâmetros importantes da estrutura, tal como o ângulo de acoplamento externo, ou seja, o ângulo no qual a grade emite radiação para o espaço livre. Um erro desta magnitude gera um desvio do ângulo de acoplamento de aproximadamente 3° , o que no campo distante poder fazer uma grande diferença

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

durante a ação de coleta do sinal. A figura 4.9 mostra como o ângulo de acoplamento externo varia com a profundidade da corrosão.

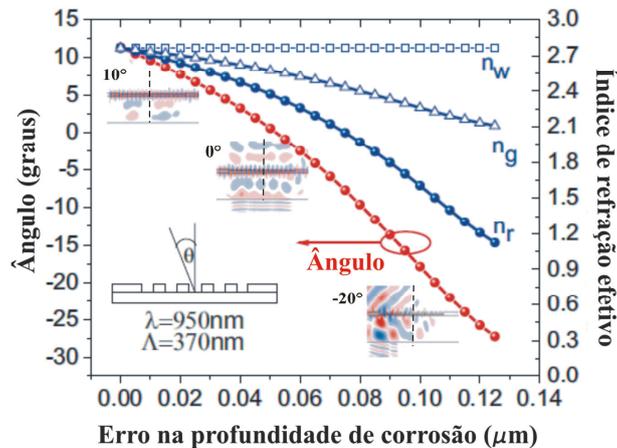


Figura 3.9: Curva em vermelho: Variação do ângulo de acoplamento externo em função do erro na profundidade de corrosão. Curvas em azul: Dependência do índice de refração do guia de onda n_w , da grade n_g e da estrutura média n_r em relação ao mesmo parâmetro. O período da grade é de 370 nm e o comprimento de onda de operação 950 nm. Nos insets é mostrado o perfil de campo para 3 ângulos diferentes: 10, 0 e -20 graus.

Um das maneiras de se aumentar a eficiência seria, por exemplo, fabricar grades cujo perfil das ranhuras exibisse uma inclinação. Contudo, tal geometria tornaria o processo de fabricação muito complicado e a tolerância em relação aos erros inerentes ao processo seria muito menor. Por tal razão, apenas perfis quadrados foram considerados aqui, inclusive os dos dispositivos reais.

O fator de preenchimento – *Filling Factor* (ff) - que é definido pela razão entre a largura W/Λ da ranhura e o período da grade é outro parâmetro que pode ser ajustado no intuito de se otimizar a eficiência de emissão. A figura 4.10 mostra tanto a eficiência quanto a reflexão da grade em função de ff .

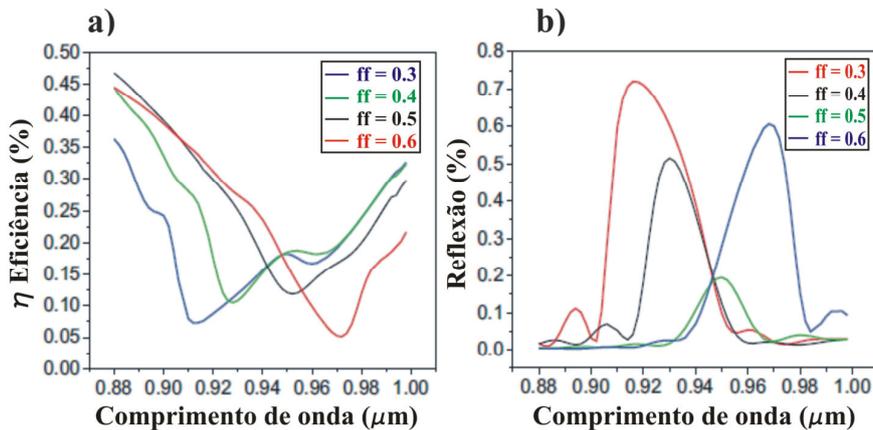


Figura 3.10: (a) Eficiência em função do *filling factor*. (b) Reflexão em função do *filling factor*.

Os menores valores de reflexão são atingidos quando o ff é igual a 50 %. Quanto mais distante estamos deste valor, mais largo se torna o pico de reflexão. Além disso, é notável a mudança do pico de reflexão no sentido dos maiores comprimentos de onda quando ff exibe um valor superior a 50 % e no sentido oposto quando estes são menores. Isto pode ser entendido pelo fato de que mudando-se as dimensões das ranhuras, mudamos também o índice de refração efetivo N_{eff} do dispositivo.

Estes resultados mostram que este tipo de grade apresenta uma pequena eficiência de emissão em torno do comprimento de onda de interesse e uma sensibilidade muito grande quanto às imperfeições intrínsecas do processo de fabricação. Uma solução para contornar tais inconvenientes será apresentada na próxima seção. Ela consiste em fabricar grades de difração cujas ranhuras apresentem um grau de curvatura ao longo da direção y , as *chirped - gratings*.

3.1.7 Grades com ranhuras curvadas

Na seção anterior vimos que as grades lineares e com periodicidade constante não constituem os melhores candidatos para as aplicações experimentais que procuramos. Este fato está ligado principalmente à sua baixa eficiência e a alta refletividade em torno do comprimento de onda de operação. Uma das maneiras de se aumentar a eficiência é introduzir de forma controlada um certo grau de dissintonia na grade de difração. Esta dissintonia pode ser alcançada desenhando-se grades que possuem ranhuras curvadas e cujo índice de refração mude ao longo da estrutura. Como veremos, umas das conseqüências diretas de tal ação será a mudança do ângulo de acoplamento externo e a redução das perdas e da reflexão [3.19]. Estas grades

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

podem apresentar distintas geometrias, por exemplo, o seu período pode variar linearmente ao longo de sua extensão. Este tipo de grade é usada em aplicações que exigem compensação em relação à dispersão [3.20]. A adição de uma curvatura no perfil da grade rende uma vantagem natural a estes dispositivos, o foco. Elas promovem uma conversão mais eficaz dos modos guiados para o espaço livre num ponto focal menor que as anteriores, por esta razão são comumente referidas na literatura como grades de difração focal - *focusing grating couplers*. A equação que descreve a curvatura das ranhuras é definida levando-se em conta o índice de refração efetivo do meio, os comprimentos de onda das ondas que viajam pela grade e o ângulo de incidência de tais ondas sobre o dispositivo, como é exibido abaixo [3.21]:

$$y = \frac{1}{N_{\text{eff}}^2 - n_s^2} \left(m \lambda N_{\text{eff}} + N_{\text{eff}} n_s f - n_s^2 f \sin(\theta) - n_s \sqrt{A} \right),$$
$$A = (N_{\text{eff}}^2 - n_s^2) x^2 + m^2 \lambda^2 + 2 m \lambda f (n_s^2 - N_{\text{eff}}^2 \sin(\theta)) + f^2 (N_{\text{eff}}^2 - n_s^2 \sin^2(\theta)), \quad (3.6)$$
$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

onde N_{eff} é o índice de refração médio do modo guiado ao longo da grade, n_s o índice de refração da camada sacrificial, λ o comprimento de onda no vácuo, f a distância focal da grade, θ o ângulo de acoplamento e m a ordem da difração. Esta função não-linear que descreve a curvatura das ranhuras é capaz de aumentar a performance total da grade de difração [3.21]. Uma análise pormenorizada das características deste dispositivo também foi realizada. Novamente lançou-se mão de cálculos de FDTD para se investigar o nível de eficiência desta nova grade.

A figura 3.11 mostra a eficiência e a reflexão para este dispositivo em um ângulo de acoplamento externo próximo à direção normal. O perfil da grade considerado na simulação foi obtido aplicando-se a equação 3.6 e está numa faixa entre 320 a 388 nm.

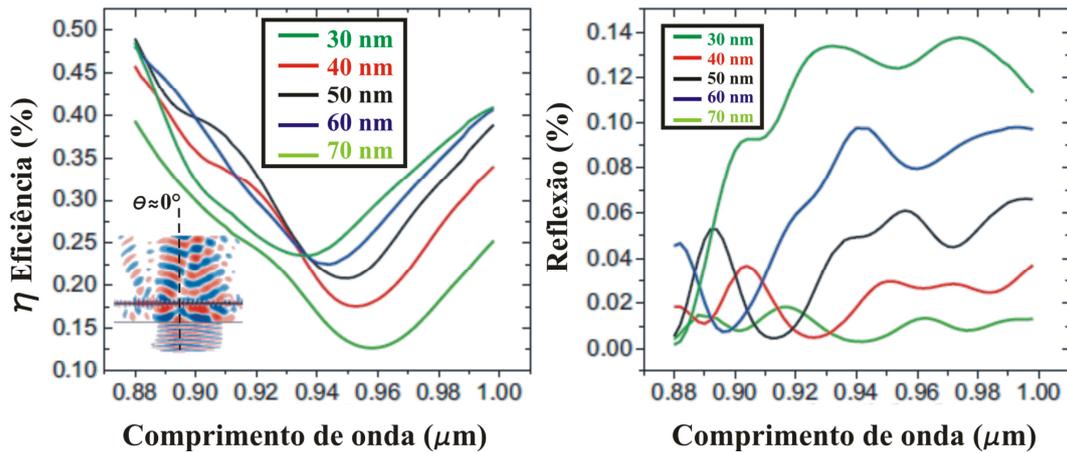


Figura 3.11: (a) Eficiência em função do comprimento de onda da onda guiada. Cada uma das curvas foi obtida considerando-se uma profundidade d diferente. O período grade varia de 320 a 388 nm, o foco $f = 8 \mu\text{m}$ e $N_{\text{eff}} = 2.374$. (b) Reflexão em função do comprimento de onda da onda guiada para os mesmos parâmetros.

A reflexão calculada levando-se em conta a modulação da grade de difração ficou em torno de 6 % para o comprimento de onda de 950 nm, o que é quase 5 vezes menor que o valor encontrado para o dispositivo anterior para o mesmo valor de profundidade $d = 50 \text{ nm}$. Como podemos ver do gráfico acima, a eficiência foi de aproximadamente 23 %. Na figura 3.12 abaixo são mostrados alguns exemplos de perfis de intensidade emitida para vários planos focais em diferentes posições acima da grade.

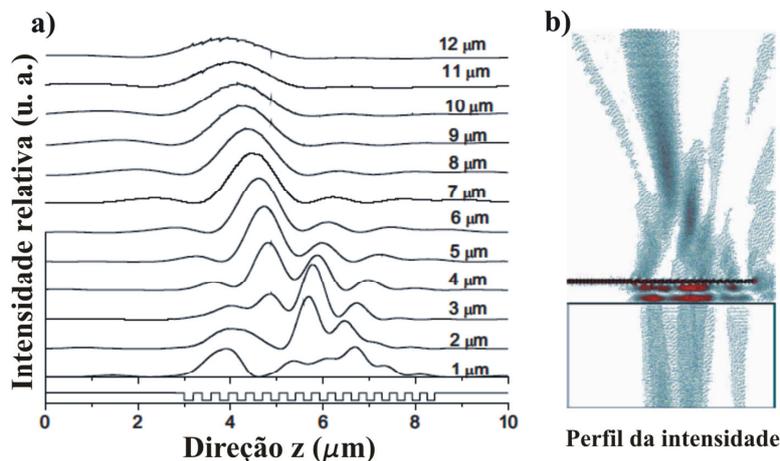


Figura 3.12: (a) Intensidade relativa da luz difratada pela grade para diferentes planos focais. Perfil calculado da intensidade relativa difratada pela grade. Os parâmetros usados na simulação são: período da grade 320 a 388 nm, $f = 8 \mu\text{m}$, e $N_{\text{eff}} = 2.374$.

A posição do plano focal da grade de refração foi obtida utilizando-se estes resultados. O plano focal sobre o ponto $z_f = 4.43 \mu\text{m}$ ao longo da grade mostrou

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

máxima intensidade em $x_f = 7.5 \mu\text{m}$, o que concordou muito bem com o $f = 8 \mu\text{m}$ utilizado na equação 3.6. O spot focal sobre este plano é resultado da superposição de todas as ondas espalhadas, uma vez que nesse tipo de grade cada período pode ser tratado como uma fonte individual de difração. Podemos ver dos resultados teóricos que o ponto focal é formado logo no início da grade, esta posição diretamente corresponde a uma grade com período de 368 nm.

A difração de segunda ordem que causa o aumento da reflexão pode ser reduzida através da introdução de dissintonia entre esta os modos radiados para o exterior. Para isso é necessário modificar o período da grade de refração. A figura 3.13 mostra gráficos de eficiência e reflexão em função do comprimento de onda para estruturas com períodos de 302 a 333 nm e 345 a 550 nm. Nestas condições é possível variar o ângulo de acoplamento positiva e negativamente. Para o primeiro período o ângulo de acoplamento externo foi de -20° , já para a segunda estrutura, este ângulo foi de 45° , como pode ser visto nos perfis de intensidade exibidos no interior de cada um dos gráficos de eficiência. No primeiro caso, a reflexão foi reduzida por um fator de 2 em relação à grade com período de 320 a 388 nm, atingindo um valor de 2.5%. Além disso, a eficiência deu um salto de 23 % para 41 %. Considerando-se o último caso, os resultados são ainda mais significativos, onde a reflexão foi praticamente suprimida e a eficiência deu um salto para 62 % para o comprimento de operação de 950 nm.

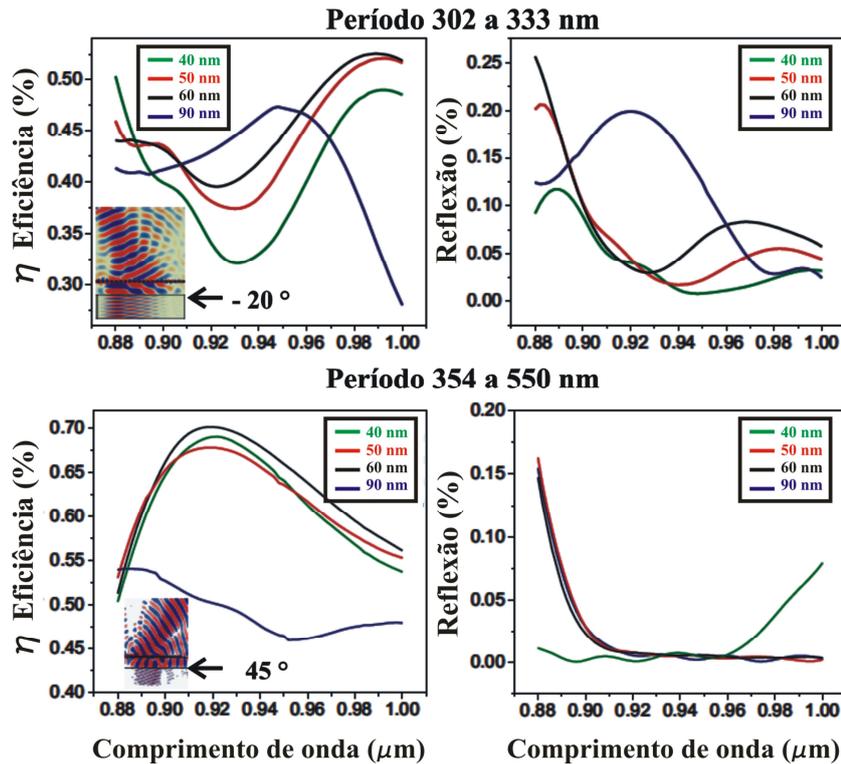


Figura 3.13: Cálculo da eficiência e reflexão para grades com dois diferentes períodos. Parte superior: grade com período se estendendo de 302 a 333 nm. Parte inferior: grade com período se estendendo de 354 a 550 nm. Os parâmetros $f = 8 \mu\text{m}$ e $N_{\text{eff}} = 2.374$ foram os mesmos para ambas as estruturas.

Para finalizar esta seção, devo ressaltar que todos os cálculos teóricos exibidos até aqui foram realizados depois da execução de todos os experimentos. Eles serviram para entender os resultados obtidos em nossas medidas. Além disso, o dispositivo real foi fabricado com uma geometria similar à comentada nesta última seção, ou seja, utilizamos grades de difração curvadas ao longo do trabalho experimental. Na próxima seção vamos descrever de maneira sucinta o cristal fotônico investigado.

3.2 A cavidade fotônica

A cavidade em um cristal fotônico do tipo heteroestrutura dupla (PCDH) é formada fazendo-se um “sanduíche” de uma região com parâmetro de rede maior entre dois espelhos que possuem parâmetro de rede menor [3.22 e 3.23] como mostrado na figura 3.14. A cavidade tem a forma de um “guia de onda” que facilita a introdução e extração de luz do seu interior. Vamos ao longo do texto nos referir à cavidade como PCW2 – *Photonic Crystal Waveguide 2* – e aos espelhos como PCW1. Nossa estrutura conta com um guia de onda propriamente dito, como pode ser visto na figura 3.14. Este guia é quem faz a interface de ligação entre os modos do cristal fotônico e a grade de difração. Ele é formado extraindo-se uma linha inteira de buracos ao longo da direção $\Gamma - J$ do cristal. Desta forma, tanto experimentos de transmissão quanto de PL são passíveis de realização.

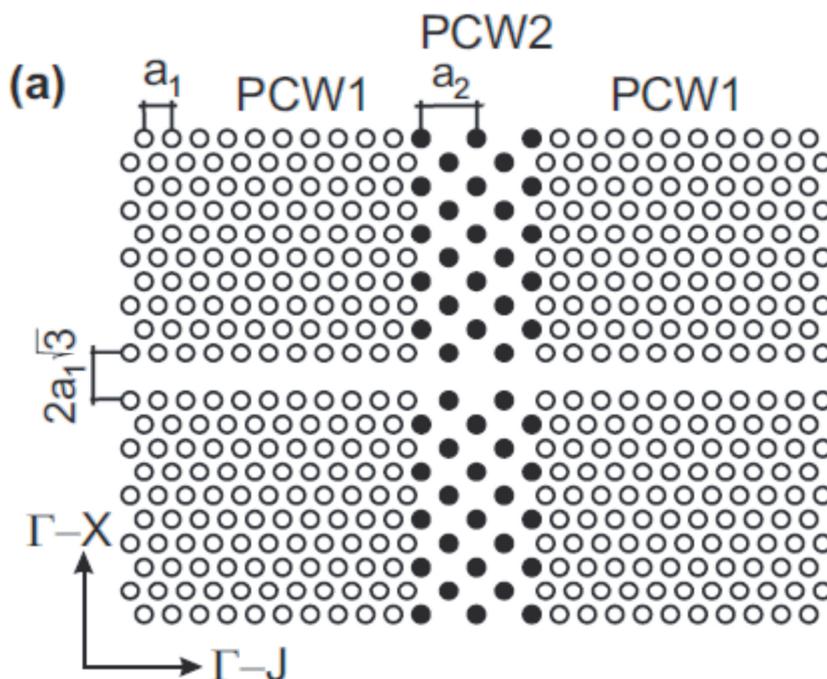


Figura 3.14: (a) Esquema de um PCDH. a_1 e a_2 são o parâmetros de rede dos espelhos e da cavidade, respectivamente, onde $a_1 < a_2$. A diferença no parâmetro de rede é aproximadamente de 2.5 %, a figura exagera esta diferença para maior clareza.

Ao longo da direção $\Gamma - X$ e $\Gamma - J$ as estruturas PCW1 e PCW2 possuem valores de constante de rede a_1 e $a_2 = \sqrt{3} a_1$, respectivamente. O confinamento de fótons na

região da cavidade acontece devido ao efeito do gap fotônico causado pela diferença de constante de rede ($a_1 < a_2$) ao longo de $\Gamma - J$ [3.23] onde a_2 é 2.5 % maior que a_1 .

A figura 3.15 abaixo mostra a relação de dispersão para o cristal fotônico calculado usando FDTD. O índice de refração da camada semicondutora foi 3.4 e os raios dos buracos foram escolhidos segundo a relação $0.255a_1$, que corresponde ao ff das amostras fabricadas e verificado em imagens de SEM. Devido à periodicidade da estrutura o domínio computacional pôde ser reduzido a uma super – célula contendo o defeito e uma parte da estrutura regular do cristal de tamanho suficiente para garantir o desaparecimento do campo nas fronteiras da cavidade.

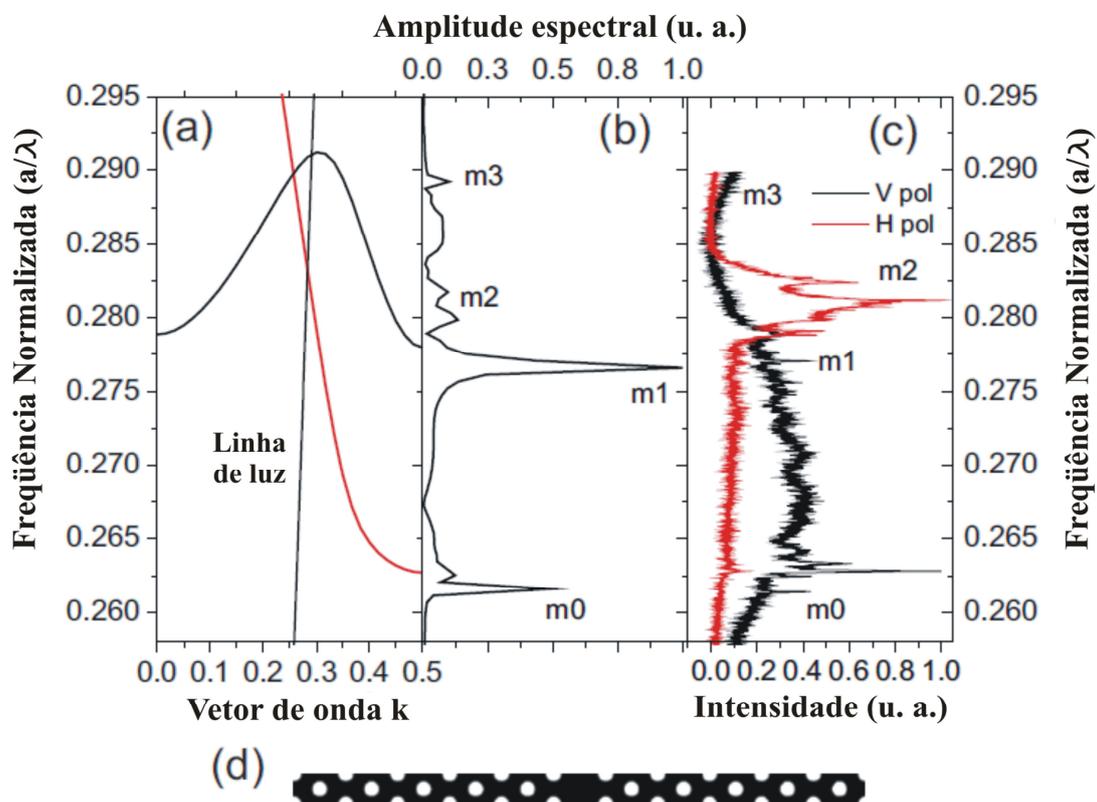


Figura 3.15: (a) Relação de dispersão para o cristal fotônico estudado. As linhas pretas e vermelhas representam modos com diferentes polarizações, verticais e horizontais, respectivamente. (b) Espectro teórico calculado usando FDTD. (c) Espectro de PL de uma das amostras estudadas com parâmetro de rede $a_1 = 251$ nm. As medidas foram feitas com excitação em duas diferentes polarizações, como mostrado nas curvas com diferentes cores. (d) Super-célula utilizada nos cálculos.

A figura 3.15 (d) mostra a super-célula utilizada nos cálculos cuja dimensão foi de $a \times 11a \sqrt{3} \times 4$ (espessura do substrato). O PCDH é uma cavidade de múltiplos modos com ressonâncias ocorrendo em frequências que correspondem à velocidade de grupo igual a zero do PCW1 não perturbado [3.24]. Os modos ressonantes da cavidade são

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

mostrados na figura 3.16 (b), m_0 é o modo fundamental, m_1 , m_2 e m_3 são os três primeiros modos excitados. Esta estrutura pode apresentar dois tipos distintos de modos classificados em relação a sua polarização, cada um deles repousa sobre uma das curvas mostradas na figura 3.15 (a) em preto ou em vermelho. A linha de luz mostrada também nessa figura aparece devido à geometria finita do cristal, ela representa a fronteira entre os modos guiados no cristal e os modos radiativos no exterior do cristal. A figura 3.15 (c) mostra que o modo m_0 não foi excitado eficientemente para nenhuma das duas polarizações utilizadas. O experimento foi realizado excitando e coletando o sinal diretamente da cavidade na direção normal usando um laser de HeNe de 632.8 nm. Isto é um indício de que o modo m_0 não apresentou suficiente superposição espacial e ou de frequências com os modos guiados ao longo do PWG. Desta forma, escolhemos o primeiro modo excitado da cavidade, modo m_1 , para a caracterização do sistema cavidade/grade de difração. Este modo, que possui um fator Q em torno de 8.000, apresentou uma excelente superposição com os modos guiados do PWG. O parâmetro de rede a_1 da cavidade variou de 240 a 280 nm em passos de 10 nm, desta forma os dispositivos exibiram modos numa faixa que se estendeu de 900 a 1000 nm.

3.3 Caracterização óptica

3.3.1 Sistema de medidas

A caracterização óptica dos dispositivos foi realizada lançando-se mão de duas técnicas distintas; micro-fotoluminescência (PL) e transmissão. Para efetuar as medidas de PL adotamos o seguinte protocolo: Primeiramente excitamos e coletamos o sinal exclusivamente da região da cavidade na direção normal. Em seguida repetimos o experimento, ou seja, excitamos a cavidade na direção normal, mas, desta vez, escolhemos coletar o sinal via uma das grades de difração. Em ambos os experimentos utilizamos um laser contínuo de HeNe de 632.8 nm. Após a coleta dos dados, comparamos os níveis de sinais obtidos em cada um dos experimentos. O segundo método empregado foi o de transmissão. Para tal, utilizamos uma fonte de luz branca para excitar uma das grades e coletamos o sinal transmitido pela cavidade através da segunda grade. As amostras foram inseridas em criostato de fluxo contínuo de hélio que nos permitia controlar a temperatura da mesma. Durante todos os experimentos a temperatura da amostra foi de aproximadamente 4 K.

A própria geometria do criostato impunha certas limitações sobre o experimento, como foi comentado no início deste capítulo. De forma a atingir altos níveis de eficiência de acoplamento, o criostato deveria apresentar janelas adicionais que permitissem, por exemplo, excitar e coletar sinal de uma das grades com ângulo de 45°. Além disso, deveríamos ser capazes de acomodar duas lentes em frente a cada uma destas janelas, uma para a excitação e outra para a coleta do sinal. A figura 3.16 mostra um esquema dessa montagem. Contudo lentes objetivas com razoável distância de trabalho (20 mm), em geral, são muito grandes e inviabilizam tal montagem.

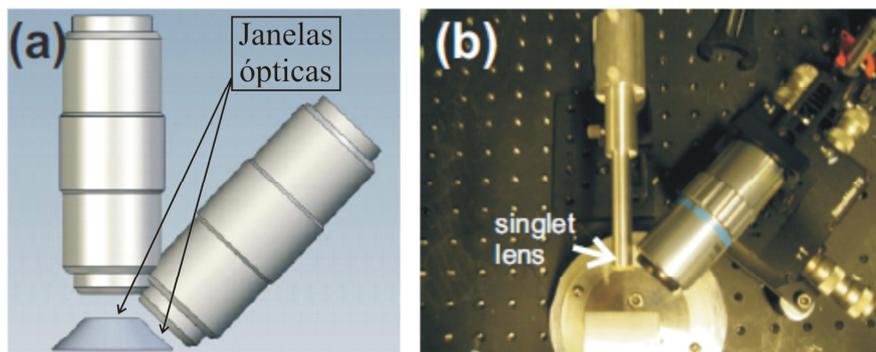


Figura 3.16: Restrições experimentais impostas pelo uso de duas lentes para a realização de experimentos de transmissão. (a) Mesmo utilizando criostatos com duas janelas ópticas, o tamanho das lentes não permite a acomodação do par numa distância próxima. (b) Neste arranjo a lente denominada singleto só permite a formação de imagem. O foco gerado por esta lente é muito grande e inviabiliza o experimento. Cortesia: Dominik Szymanski, University of Sheffield (UK).

Lentes deste tipo são uma exigência para a realização do experimento, uma vez que para a excitação eficiente das grades necessitamos focar o feixe do laser numa área que seja menor que a abertura das mesmas, ou seja, menor que $5 \mu\text{m}$. Estas lentes nos permitem gerar um ponto focal de aproximadamente $2 \mu\text{m}$ sobre a amostra. Como tal arranjo experimental não permite a realização de experimentos de transmissão, opções alternativas devem ser implementadas. Uma alternativa viável é a mostrada no esquema da figura 3.17, onde apenas uma objetiva é empregada. Nesta configuração, os experimentos são realizados lançando-se mão de um sistema confocal de medidas que conta com uma fenda móvel e duas lentes convergentes. Este conjunto tem por finalidade selecionar a região da amostra da qual o sinal será extraído, para tal, a fenda é posicionada de forma a coincidir com o plano ocular da amostra. Assim, por exemplo, num experimento de transmissão, o que se faz é introduzir luz em uma das grades e coletar o sinal proveniente apenas da segunda, neste sentido, posicionamos a abertura da fenda coincidindo com a imagem da grade formada em nossa câmera de monitoramento.

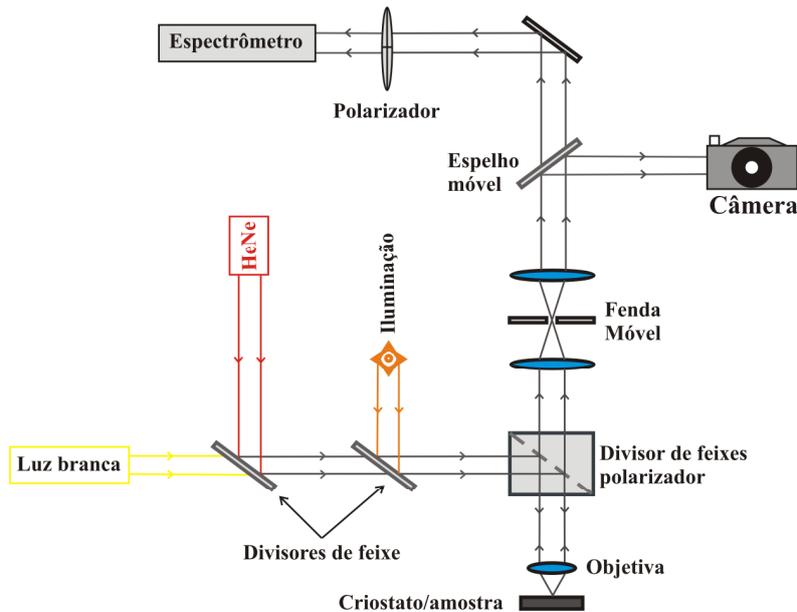


Figura 3.17: Esquema de medidas de transmissão e PL usando apenas uma objetiva para excitação/coleta de sinal. Uma fenda móvel é usada para selecionar a região da qual será extraído o sinal.

Apesar das vantagens introduzidas pelo uso de uma só lente para execução das medidas, o sistema apresenta algumas limitações. A região da amostra sobre inspeção é determinada pela abertura numérica (NA) da objetiva e pela separação entre as grades de difração, que é de aproximadamente 50 μm de uma para outra. Para uma objetiva de distância focal $f = 20 \text{ mm}$, a tolerância máxima na inclinação da lente, que permite varrer toda a extensão da amostra é de $\Theta = 1^\circ$. De forma a atingir um nível de acoplamento razoável, Θ deve ser o mais próximo possível do ângulo de eficiência máximo das grades sobre investigação. Tendo isto em vista, foram escolhidos dispositivos cujos ângulos de acoplamento estejam numa faixa que coincida com a abertura angular da lente objetiva utilizada nas medidas, ou seja, $NA = 0.7$ (que permite coletar sinais que possuem uma inclinação em relação ao eixo central da objetiva de até 44.4°). Esta condição foi satisfeita escolhendo-se amostras cujas grades possuíam um ângulo de acoplamento externo de -20° .

3.3.2 Medidas de PL via grade de difração

A fonte interna de fótons destes cristais fotônicos é formada por uma camada de SAQD's de InAs. Quando a amostra é excitada por um laser cuja energia está acima do gap da barreira de GaAs podemos observar a criação de pares elétron-buraco

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

na mesma. Estes, por sua vez, têm alta probabilidade de relaxar no interior dos QD's, emitindo fótons. Devido a aleatoriedade de distribuição em forma, tamanho e constituição, o espectro de emissão desta camada exibe uma forma alargada, em geral com largura à meia altura entre 30 e 50 meV. Esta plethora de fótons permite a alimentação e observação de vários modos da cavidade em apenas uma só medida. Para caracterizar a transferência da emissão da cavidade para as grades de difração, o sinal de PL foi coletado através de uma fenda, montada como descrito na seção anterior. A abertura da fenda foi de 800 μm em todas as medidas. A figura 3.18 abaixo mostra duas configurações utilizadas para se medir o sinal de PL, a primeira diretamente da cavidade e a segunda via uma das grades de difração.

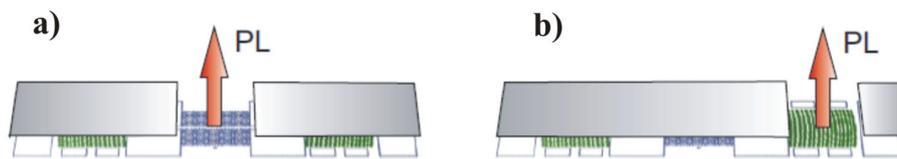


Figura 3.18: Posição da fenda sobre a amostra. (a) Abertura da fenda posicionada sobre a cavidade no plano ocular. (b) Abertura da fenda posicionada sobre uma das grades no plano. Cortesia D. Szymanski, University of Sheffield (UK).

A potência do laser de HeNe em todas as medidas foi de 50 μW , medida antes da objetiva. O sinal emitido pela amostra foi enviado para um espectrômetro simples equipado com uma grade de refração de 1200 ranhuras/mm e com uma câmera CCD resfriada a nitrogênio líquido acoplada a uma de suas saídas. A figura 3.19 traz o resultado das medidas realizadas sobre uma amostra que denominaremos *amostra* $a_1 = 251 \text{ nm}$. Antes de atingir o espectrômetro, a luz emitida pelas amostras passava por um polarizador que nos permitia estudar o sinal emitido em duas diferentes polarizações lineares, vertical e horizontal. A polarização vertical reflete a situação quando o vetor de onda do campo elétrico da cavidade é ortogonal a direção do guia de onda do cristal fotônico (PWG) e polarização horizontal quando este vetor é paralelo. A grade de difração emite luz preferencialmente na polarização vertical, logo a luz com esta polarização tem sua extração otimizada.

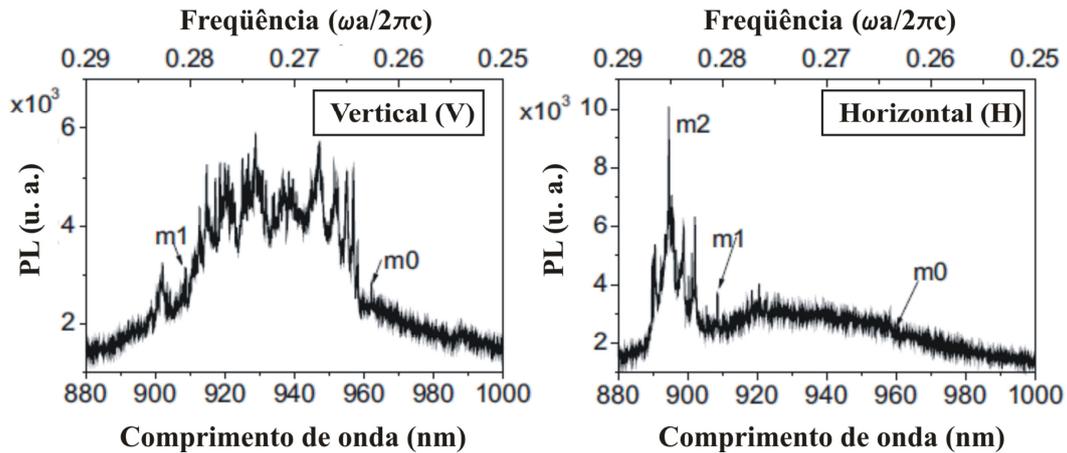


Figura 3.19: Espectro de PL da amostra $a_1 = 251 \text{ nm}$. Medida realizada com a abertura da fenda sobre a cavidade. Os picos em destaque em ambos os gráficos são o modo fundamental m_0 (961 nm) e o primeiro modo excitado m_1 (908 nm). Os picos restantes são modos de Fabri-Perot que existem na estrutura.

O sistema acoplado grade/cavidade foi caracterizado realizando experimentos de PL focando apenas o modo m_1 , que apresentava maior intensidade nos espectros. A figura 3.20 a seguir mostra uma comparação entre o sinal de PL medido em outra amostra, amostra $a_1 = 271.5 \text{ nm}$, para duas diferentes posições da abertura da fenda: sobre a cavidade e sobre uma das grades, respectivamente, ambos coletados com polarização vertical. A figura mostra claramente um aumento de 22 vezes quando coletamos o sinal via grade difração ao invés de diretamente da cavidade. As medidas tomadas com polarização horizontal não são mostradas nesse gráfico devido ao pequeno nível de sinal coletado tanto da cavidade quanto da grade.

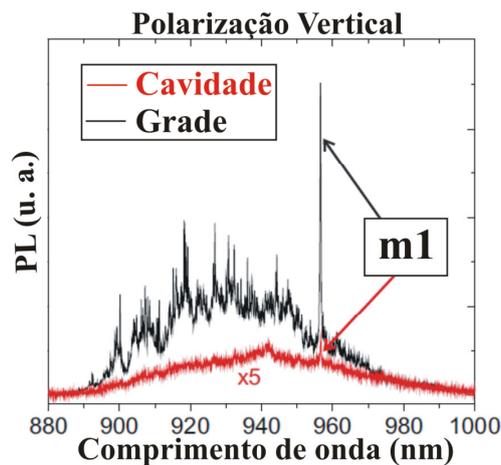


Figura 3.20: Comparação entre os sinais de PL emitidos pela amostra $a_1 = 271.5 \text{ nm}$. Em vermelho temos o sinal medido diretamente da cavidade. Em preto o sinal emitido pela cavidade emitido via grade de refração. Sinais medidos com polarização vertical.

No gráfico da Fig. 3.20 estamos mostrando a emissão através de uma grade, na figura 3.21 (a) abaixo fazemos uma comparação entre o sinal emitido pelas duas grades e pela cavidade na mesma amostra. É fácil perceber que a intensidade do sinal coletado varia de uma grade para outra. Podemos atribuir tal fato a imperfeições durante o processo de fabricação. Além disso, comparamos também o sinal coletado em diferentes polarizações. Como foi mencionado, estas grades são fabricadas para se acoplar com maior eficiência à radiação com polarização vertical, ou seja, TE. Neste caso o vetor campo elétrico do modo da cavidade é paralelo tanto ao plano da amostra quanto as ranhuras das grades. Quando coletamos o sinal vindo dessas grades em uma direção perpendicular a anterior, ou seja, 90° , a eficiência cai apreciavelmente, como pode ser observado na figura 3.21 (b).

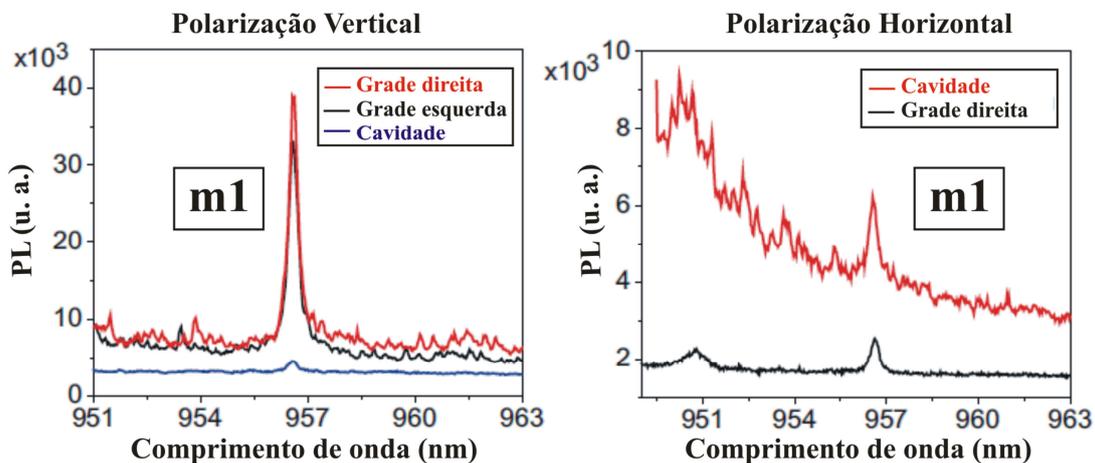


Figura 3.21: Comparação entre o sinal emitido pela amostra através da cavidade e de ambas as grades. (a) Sinal emitido pela cavidade e pelas grades direita e esquerda coletados em polarização vertical. (b) Comparação entre o sinal emitido pela cavidade e pela grade direita coletados em polarização horizontal.

A eficiência de extração de sinal das grades de difração não é constante, ela muda com o comprimento de onda. A figura 3.22 mostra a mesma comparação feita anteriormente na figura 3.21 (a), mas desta vez o modo m_1 que se localiza em um comprimento de onda maior, em torno de 957 nm, para tal utilizamos uma amostra com parâmetro de rede maior, ou seja, $a_1 = 280$ nm. Apesar de ainda observarmos comparativamente um aumento na emissão da grade em relação à cavidade, este é de apenas 3 vezes. A razão para tal está ligada ao fato do aumento do ângulo de difração. Quanto maior o comprimento de onda maior o ângulo com a qual a grade emite sinal. Para valores muito altos, superiores a 44.4° (ângulo máximo da objetiva), nosso

sistema perde sensibilidade. Por isso observamos uma menor razão entre o sinal grade/cavidade.

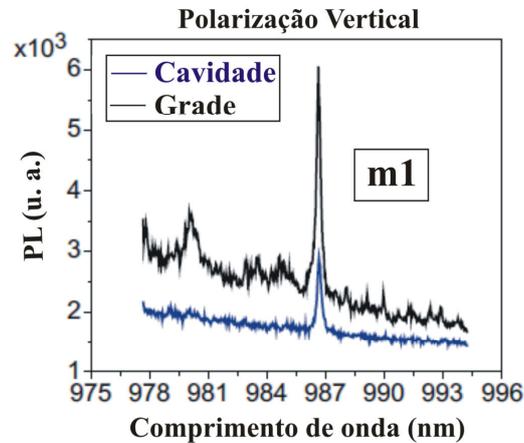


Figura 3.22: Comparação entre o sinal emitido via cavidade ou via grade de refração para modos m_1 em comprimentos de onda maiores. Amostra com $a_1 = 280$ nm.

3.3.3 Experimentos de transmissão

Os experimentos de transmissão foram realizados utilizando o mesmo sistema no qual foram realizadas as medidas de PL. A única diferença consistia na fonte de luz empregada. Nesta parte do trabalho lançamos mão de uma fonte de luz branca gerada por uma fibra fotônica – *FemtoWHITE 800* – cuja cobertura espectral estava na faixa de 800 a 1000 nm [3.25]. A figura 3.23 mostra o espectro de luz desta fonte.

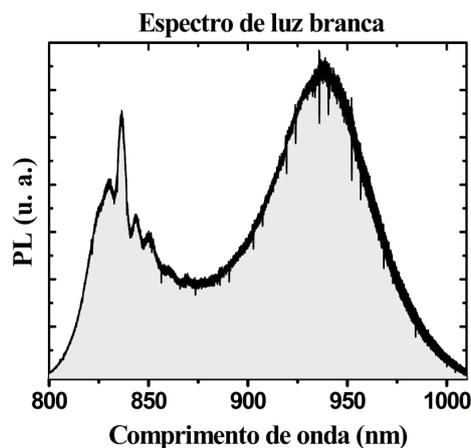


Figura 3.23: Espectro de luz branca utilizado nos experimentos de transmissão. Esta luz foi gerada excitando-se a fibra fotônica com 400 mW de potência com um laser de Ti:safira pulsado sintonizado em 800 nm.

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

Esta luz branca foi gerada excitando-se a fibra fotônica com um laser pulsado e sintonizável de Ti: Safira. O comprimento de onda e a potência de excitação utilizada na sua geração foram de 800 nm e 400 mW, respectivamente. A forma e a região espectral da luz branca podem ser alteradas variando-se tais parâmetros. Todos os nossos experimentos foram realizados utilizando-se o espectro da figura 3.23.

As medidas de transmissão foram realizadas como o ilustrado na figura 3.24 abaixo. A luz branca é focada sobre uma das grades, transmitida pela cavidade e então emitida pela segunda grade de difração e coletada em duas diferentes polarizações, vertical (TE) e horizontal (TM), respectivamente. Contudo, num primeiro momento as medidas foram feitas com a fenda totalmente aberta, o que permitia visualizar tanto o *spot* sobre a grade direita (excitação) quanto sobre a grade esquerda (emissão).

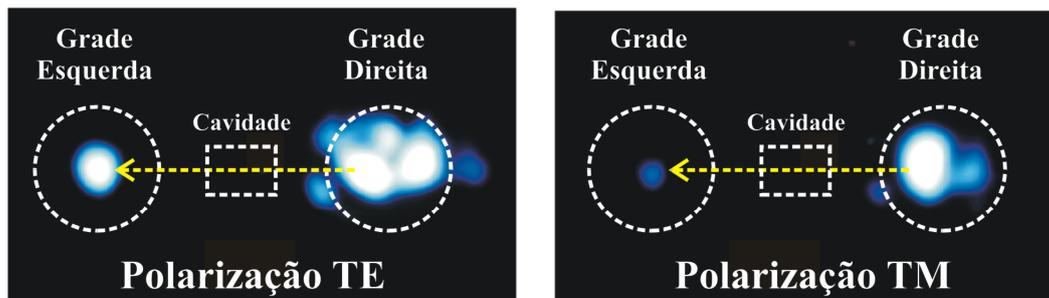


Figura 3.24: Imagem das medidas de transmissão.

O sinal proveniente da amostra foi focado por uma lente ocular de 200 mm de distância focal sobre uma câmera sensível ao infravermelho acoplada a um computador. Visualmente pode-se notar que o sinal captado com polarização TE apresentou maior intensidade do que o com polarização ortogonal TM. Das imagens pode-se observar claramente que o *spot* do sinal transmitido não apresentou nenhuma aberração. Através da análise do perfil de intensidades deste *spot* foi possível inferir sobre o seu diâmetro, que é aproximadamente 1.5 μm como revelou a medida da largura a meia altura mostrada na figura 3.25 abaixo.

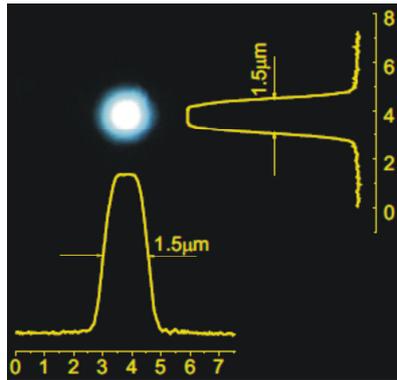


Figura 3.25: Perfil de intensidade do *spot* gerado pela segunda grade de difração. Cortesia D. Szymanski, University of Sheffield (UK).

Como o coeficiente de decaimento da radiação α_r é grande ao longo da grade, a luz é difratada logo nos primeiros períodos da mesma. A figura 3.26 abaixo mostra uma comparação entre os resultados teóricos esperados - figura 3.26 (a) - e o resultado experimental obtido - figura 3.26 (b) - em relação à formação do ponto focal pela segunda grade de difração (grade esquerda). Vemos que os resultados apresentam uma boa concordância.

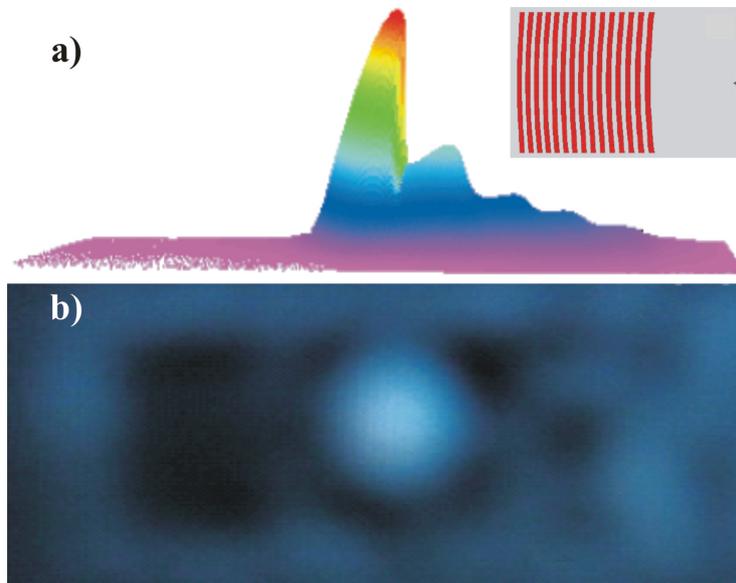


Figura 3.26: Posição do *spot* focal gerado pela segunda grade de refração. (a) Perfil e posição do campo elétrico do *spot* focal obtidos teoricamente. O *inset* na figura mostra a estrutura teórica considerada nos cálculos de FDTD. (b) Imagem real do *spot* gerado pela segunda grade. Cortesia D. Szymanski, University of Sheffield (UK).

Um dos cuidados que deve ser tomado ao se fabricar uma estrutura deste tipo está relacionado às grandes perdas de radiação. As causas para tais perdas podem ser

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

várias, tais como, a pobre sobreposição dos modos ópticos entre a grade e a fita guia, ou a grande impedância encontrada pelos modos guiados ao longo do trajeto guia de onda/grade. Em geral estes fenômenos são causados pelas reflexões na interface guia de onda/grade e formam inúmeros modos de *Fabri – Perot* que, por sua vez, geram oscilações no espectro de transmissão. Características espectrais importantes da cavidade podem ser encobertas por tais modos. A figura 3.27 (a) mostra o espectro de transmissão medido para um dispositivo com $a_1 = 240$ nm. A figura 3.27 (b) mostra o mesmo espectro medido em um sistema com polarização cruzada. No primeiro, o espectro de transmissão foi obtido dividindo-se o sinal medido pelo sinal da luz branca utilizado na excitação. No segundo, introduzimos um divisor de feixes polarizador (PBS) antes da lente objetiva o que nos permitiu excitar a amostra com luz em uma polarização e coletar o sinal vindo da amostra a 90° da excitação aumentando a razão sinal/ruído. Ambas as medidas revelam características típicas de guias de onda de PCDH, tais como o degrau de intensidade em torno de 925 nm (valor esperado para uma estrutura com $a_1 = 240$ nm). O degrau observado para comprimentos de onda menores que 900 nm na figura 3.27 (b) é devido ao uso de um filtro de linha que bloqueia a luz com comprimentos de onda menores. As fortes oscilações de *Fabri – Perot* também são visíveis ao longo dos espectros. A partir de 916 nm a transmissão é drasticamente reduzida, fato que pode ter duas origens: a mistura de modos guiados com polarização TE e TM devido à quebra de simetria do guia de onda causada por imperfeições durante o processo de fabricação [3.26] ou uma indesejável inclinação do plano do guia de onda tendo como base a mesma origem [3.27].

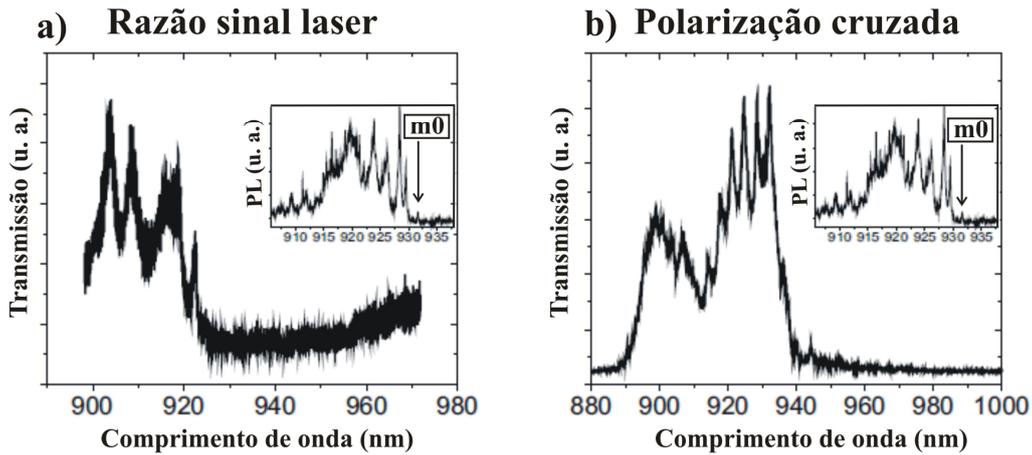


Figura 3.27: Espectro de transmissão para uma amostra com período $a_1 = 240$ nm. (a) O sinal medido é normalizado pelo sinal da excitação. (b) O sinal é obtido utilizando-se um sistema de medidas com polarização cruzada.

Os resultados experimentais obtidos aqui mostram que a transmissão é altamente afetada pelas oscilações de *Fabri-Perot*, dificultando inclusive a observação dos modos da cavidade. Estes modos de FP poderiam ser suprimidos se pudéssemos fabricar fitas guias com geometrias otimizadas e se o seu acoplamento com a terminação PWG fosse melhorada. Além disso, amostras de referência deveriam ser fabricadas no mesmo substrato, ou seja, amostras que contivessem apenas a estrutura PCDH sem as grades. Assim poderíamos nos certificar da localização dos modos da cavidade antes que as medidas de transmissão fossem realizadas. Todos estes requisitos estão relacionados à fabricação de novas amostras.

3.4 Conclusão

Neste trabalho nós propusemos o uso de grades de difração para a realização de experimentos de transmissão em sistemas onde os equipamentos ópticos poderiam gerar limitações geométricas à realização dos mesmos. Para tal, as grades foram fabricadas lado a lado a cavidades do tipo PCDH em um mesmo substrato de GaAs. Os principais parâmetros envolvidos na fabricação destes dispositivos foram investigados teoricamente utilizando-se dois métodos numéricos distintos: o CAMFR e o FDTD e possibilitou a escolha de dispositivos que melhor se adaptassem as nossas condições experimentais.

Os experimentos de PL e transmissão foram realizados empregando-se um sistema confocal de medidas que hora utilizou um laser de HeNe, hora uma fibra fotônica como fonte de luz. Em nossas amostras fomos capazes de observar uma eficiência de extração de sinal 22 vezes maior quando coletamos o sinal de PL através das grades do que diretamente da cavidade. Além disso, observamos uma ótima concordância entre nossas previsões teóricas e nossos resultados experimentais em relação à posição de formação do ponto focal. Visualmente foi possível observar a transmissão do sinal entre duas grades opostas e pela cavidade fazendo-se uma imagem de infravermelho ao longo da extensão do dispositivo. Contudo, as medidas de transmissão também revelaram que amostras com uma geometria melhorada ainda devem ser fabricadas, uma vez que não foi possível a observação de nenhum dos modos da cavidade nos espectros de transmissão, fato esse provocado pela presença de inúmeros modos de *Fabri-Perot* ao longo da estrutura.

A solução para tais problemas está ligada a fabricação de amostras de referência, ou seja, amostras que possuam apenas a cavidade fotônica, sem grades. Desta forma poderíamos caracterizar melhor os modos da cavidade distinguindo-os dos modos de *Fabri-Perot* que se originam das inúmeras reflexões sofridas pela luz principalmente nas interfaces entre as grades e os guias de onda. Não obstante, um conhecimento maior sobre a cavidade nos permitirá fabricar grades e guias de ondas mais eficazes visando obter uma melhor excitação dos modos e uma maior eficiência de acoplamento.

3.5 Referências

- [3.1] D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R.M. De La Rue, V. Bardinal, R. Houdré, U. Oesterle, D. Cassagne e C. Jouanin. Phys. Rev. Lett. **79**, 4147 (1997);
- [3.2] Ch. Schuller, F. Klopff, J. P. Reithmaier, M. Kamp e A. Forchel. App. Phys Lett. **82**, 2767 (2003);
- [3.3] A. Ghatak e K. Thyagarajan, *Introduction to fiber optics*. Cambridge University Press, 1998;
- [3.4] M. Matsumoto. J. Comput. Phys. **28**, 2016 (1992);
- [3.5] M. Li e S. Sheard. Opt. Commun. **109**, 239 (1994);
- [3.6] D. Mehuys, A. Hardy, D. Welch, R. Waarts e R. Parke. IEEE Photon. Technol. Lett. **3**, 342(1991);
- [3.7] N. Eriksson, M. Hagberg e A. Larsson. IEEE J. Quantum Electron. **32**, 1038 (1996);
- [3.8] H. Luo, R. Bedford, S. Penner e M. Fallahi. IEEE Photon. Technol. Lett. **11**, 104 (1999);
- [3.9] M. Kasraiana e D. Botez. Appl. Phys. Lett. **69**, 2795 (1996);
- [3.10] D. Taillaert, W. Bogaerts, P. Bienstman, T. Krauss, P. V. Daele, I. Moerman, S. Verstyuyft, K. D. Mesel e R. Baets. IEEE J. Quantum Electron. **38**, 949 (2002);
- [3.11] T. Suhara e H. Nisihara. IEEE J. Quantum Electron. **22**, 845 (1986);
- [3.12] P. Bienstman. CAMFR Manual, Ghent University, Belgica (2007);
- [3.13] *FullWAVE 6.1 e RSoft CAD Enviroment 8.1*, RSoft Design Group, Inc., Manuais do usuário. www.rsoftdesign.com.
- [3.14] R. Emmons e D. Hall. IEEE J. Quantum Electron. **28**, 998 (1992);
- [3.15] S. Kim, S. Kim e Y. Lee, Phys. Rev. B **73**, 235117 (2006);
- [3.16] S. Ura, H. Sunagawa, T. Suhara e H. Nishihara, J. Lightwave. Technol. **6**, (1988);
- [3.17] Ura, S. Suhara, T. Nishihara, H. Koyama e J. Osaka. J. Lightwave. Technol. **4**, 325 (1986);
- [3.18] C. Peng e W. Challener. Opt. Express **12**, 6481 (2004);
- [3.19] X. Chen, C. Lia e H. Tsang, Opt. Commun. **283**, 2146 (2010);

Capítulo 3: Heteroestruturas fotônicas acopladas a grades de difração

- [3.20] Y. Yu-Zhe, C. Xiang-Fei, J. MAO, L. Xu-Hui e X. Shi-Zhong. Microwave and optical technology letters **33**, 171 (2002);
- [3.21] S. Song e E. Lee. Appl. Opt. **34**, 5913 (1995);
- [3.22] B - K Song, S. Noda, T. Asano e Y. Akahane. Nature Materials **4**, 207 (2005);
- [3.23] Y. Takahashi, Y. Tanaka, H. Hagino, T. Asano e S. Noda. App. Phys. Lett. **92**, 241910 (2008);
- [3.24] A. Mekis, S. Fan e J. Joannopoulos. Phys. Rev. B **58**, 4809 (1998) ;
- [3.25] CRYSTAL FIBER A/S, Application note: *Compact ultra-bright supercontinuum light source*. www.crystal-fibre.com;
- [3.26] M. Settle, M. Salib, A. Michaeli, e T. Krauss, Opt. Express **14**, 2440 (2006);
- [3.27] J. Topolancik, F. Vollmer, R. Ilic, e M. Crescimanno. Opt. Express **15**, 12470 (2009).

Capítulo 4

4.1 Experimentos de refletividade em cavidades L3 de GaAs

4.1.1 Introdução

O estudo de sistemas fotônicos com as mais diversas geometrias nos permite obter informações valiosas sobre a interação da luz com a matéria em escalas nanométricas. Muitas são as técnicas experimentais propostas para tal, dentre as quais podemos destacar a microfotoluminescência [4.1], ressonante ou não-ressonante [4.2], a transmissão [4.3], a eletroluminescência [4.4], a refletividade [4.5], algumas das quais já foram inclusive mencionadas nesta tese. Todavia, uma das que tem particularmente atraído muita atenção é a técnica de refletividade. A razão para tal está ligada à própria natureza dos cristais fotônicos onde, não importando a sua geometria, estes podem ser vistos como espelhos especiais que atuam com altíssima eficiência para faixas bem definidas de frequência ou comprimentos de onda. Um ponto interessante e que vamos destacar neste capítulo é que a refletividade dos cristais fotônicos pode ser controlada.

Em geral, a refletividade de um dado dispositivo varia quando algum tipo de modificação estrutural é introduzida, por exemplo, variando-se a geometria do arranjo cristalino ou o contraste de índices de refração dos materiais constituintes. A consequência direta deste tipo de ação é a modificação da região espectral na qual a estrutura exhibe maior reflexão, vide referência [1.22]. Além dessas, a introdução intencional de defeitos na estrutura fotônica, tais como cavidades, ou a fabricação de cristais com certo nível de aleatoriedade no arranjo cristalino também geram interessantes variações na refletividade [4.6]. De maneira ainda mais impressionante, é possível se observar casos onde a estrutura se torna transparente a certos comprimentos de onda que antes eram totalmente refletidos pelo cristal. Diferentemente dos fenômenos acima, este último é um fenômeno de eletrodinâmica quântica e que tem origem na interação entre emissor/cavidade e não envolve

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

modificações estruturais [4.7]. Outro fenômeno de grande interesse é o de interferência de Fano. Neste caso o que se observa é que a forma de linha do pico de refletividade exibida por cavidades fotônicas tem sua simetria modificada. Este fenômeno pode ser observado, por exemplo, pela alteração da polarização da radiação incidente [4.8], ou pela variação no tamanho do ponto focal da luz que incide sobre a amostra [4.9].

Neste capítulo serão abordados alguns trabalhos realizados por nós sobre cavidades do tipo L3, com um foco especial em experimentos de refletividade. Em primeiro lugar iremos exibir resultados referentes à realização de experimentos de sintonia de pontos quânticos (QD) com o modo fundamental das cavidades L3 em experimentos de fotoluminescência (PL) e refletividade. As amostras sob investigação são formadas por dispositivos híbridos que têm origem na fabricação de cristais fotônicos bidimensionais no interior de junções p-i-n [4.10 e 4.11], esta estrutura será apresentada na próxima seção. Tais amostras nos permitiram realizar experimentos de sintonia QD/modo de uma maneira mais sensível que o método convencional adotado: a mudança da temperatura global do ambiente da amostra. Outro trabalho cujos resultados serão expostos neste capítulo se relaciona à observação do fenômeno de interferência de Fano em cavidades L3 em experimentos de refletividade [4.12-4.14]. Vale ainda dizer que todos estes experimentos foram realizados utilizando-se uma fonte de luz branca gerada por uma fibra fotônica que nos permitia atuar em uma faixa larga de comprimentos de onda, como foi mostrado no capítulo anterior. Além de experimentos de refletividade, foram realizadas medidas de PL em QD com excitação quase-ressonante, tendo como base a mesma fonte de luz branca. Nestes experimentos pudemos verificar uma diminuição da emissão do *background* em relação aos realizados com excitação não ressonante. Antes de mostrar os resultados propriamente ditos, vamos descrever as amostras e o sistema experimental utilizado para a sua obtenção.

4.1.2 Amostras, sistema de medidas e experimentos de sintonia QD/modo

A figura 4.1 abaixo mostra a vista superior de um dispositivo típico utilizado nesta fase do trabalho.

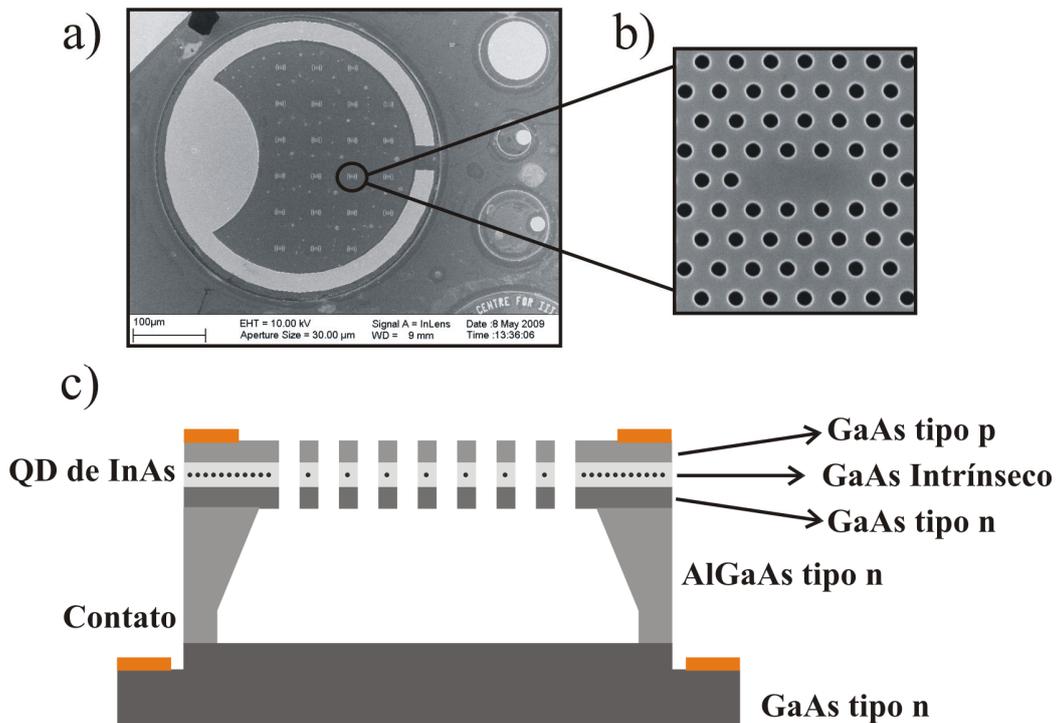


Figura 4.1: Esquema de um dispositivo misto cristal fotônico/junção p-i-n. a) Imagem de microscopia eletrônica de varredura (SEM) de uma junção p-i-n contendo várias cavidades L3 em seu interior. b) Imagem de SEM de uma cavidade L3 típica contida no dispositivo. c) Esquema da vista lateral do dispositivo contendo suas partes principais.

Ele consiste em uma fina membrana fotônica fabricada no interior de uma junção p-i-n, como mostrado na figura 4.1 (c). A junção em si tem a seguinte geometria: um contato superior de ouro em forma de anel depositado sobre uma camada dopada de GaAs do tipo p e que permite a injeção de buracos ao longo da estrutura, um segundo contato depositado sobre uma camada de GaAs na base da estrutura seguida por uma camada de AlGaAs e outra de GaAs, ambas do tipo n. As regiões com dopagens opostas estão isoladas por uma camada de GaAs intrínseca. O processo de fabricação em linhas gerais consiste em corroer o substrato até que se atinja a camada de GaAs do tipo n, logo depois o cristal fotônico é parcialmente fabricado, ou seja, os buracos são corroídos ao longo das camadas de GaAs do tipo p, GaAs intrínseco e GaAs do tipo n através da combinação das técnicas de litografia por feixe de elétrons (EBL) e

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

corrosão por bombardeamento iônico (RIE) mas sem formar a *air – bridge*, ou seja, sem corroer a camada de AlGaAs. Em seguida os contatos metálicos são depositados e difundidos nos substratos. Por fim a camada de AlGaAs é removida em um passo de corrosão química por ácido fluorídrico (HF). Apesar de complexo, o processo de fabricação não deteriora o fator de qualidade das cavidades, como pode ser observado na figura 4.2 abaixo, que traz o resultado de uma medida de PL em uma cavidade L3 típica na qual se verificou um Q de aproximadamente 5000. Devemos chamar a atenção que este resultado foi obtido com zero de tensão aplicada aos terminais do diodo.

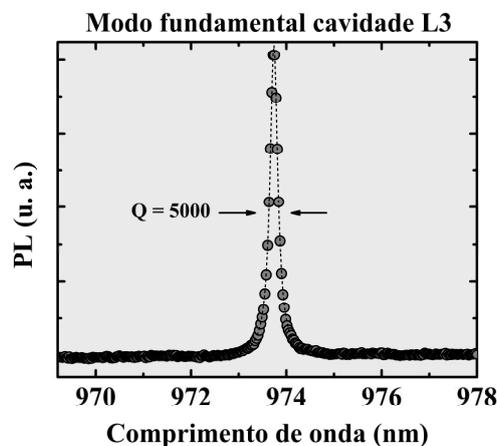


Figura 4.2: PL do modo fundamental de uma cavidade L3 típica inserida em uma junção p-i-n. Medida realizada excitando-se a cavidade com um laser de HeNe com uma potência de 50 μ W. Os círculos representam os dados experimentais e a linha tracejada o ajuste lorentziano.

Para caracterizar e realizar as medidas de sintonia as amostras foram inseridas no interior de um criostato de fluxo contínuo de hélio e mantidas a 4 K durante a maior parte dos experimentos. O sistema utilizado para a realização destas medidas de PL é similar ao descrito no Capítulo 3. seção 3.3.1. com algumas poucas modificações que são exibidas na figura 4.3. Para se escolher os dispositivos mais promissores, ou seja, aqueles cuja emissão dos QD estava espectralmente próxima a do modo fotônico fundamental, foram investigadas em torno de 200 cavidades. Esta seleção envolveu, todavia, dois passos: no primeiro coletávamos o espectro de cada uma das cavidades que eram excitadas com radiação não ressonante de 632.8 nm, ou seja, com energia acima do gap barreira de GaAs. A potência de excitação utilizada era em geral de 50 μ W o que era suficiente para saturar a emissão individual dos QD e permitir a visualização de todos os modos da cavidade. O segundo passo envolvia excitar a

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

cavidade quase-ressonantemente, para tal as medidas de PL eram realizadas com potências bem menores, ou seja, numa faixa entre 300 nW e 1 μ W medidas antes da lente objetiva.

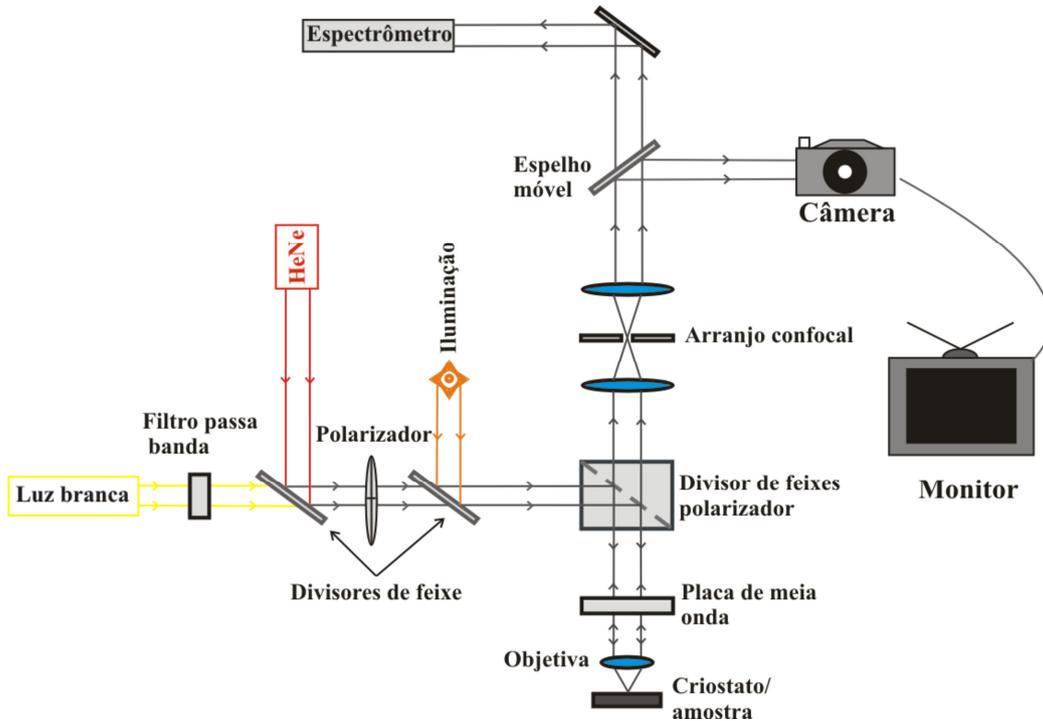


Figura 4.3: Esquema do sistema de medidas de refletividade e de sintonia de QD. A diferença marcante entre este sistema e o sistema anterior para medidas de transmissão é a inserção de um filtro de linha passa banda no caminho de excitação logo após a saída da fonte de luz branca.

Este método de excitação quase ressonante nos permitia excitar quase exclusivamente os QD no interior da cavidade em detrimento àqueles fora da mesma diminuindo assim o *background* das medidas como mostra a figura 4.4.

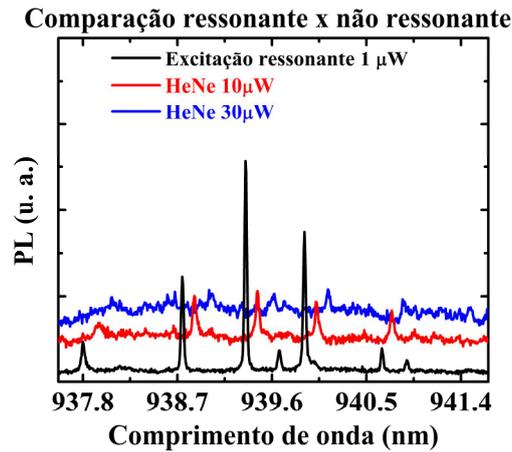


Figura 4.4: Comparação entre o sinal de PL para excitação não ressonante (HeNe) e excitação ressonante. Note que os QD são mais eficientemente excitados e o *background* diminui quando usamos excitação ressonante.

Para tal as frequências da fonte de excitação foram escolhidas de forma a coincidir com as frequências dos modos de “vazamento” da cavidade, ou seja, um dos modos de ordem maior da cavidade. Estes modos são caracterizados por possuírem baixos fatores de qualidade e grandes larguras de linha e por permitirem tanto a introdução quanto a extração de radiação da cavidade. O modo utilizado nos nossos experimentos está indicado no espectro da figura 4.5 (a). Nós utilizamos a própria fonte de luz branca para realizar esta excitação, e, com este intuito, lançamos mão do uso de filtros de linha passa-banda para selecionar a faixa de frequências que coincidissem com as frequências do modo de “vazamento” de cada uma das cavidades investigadas. Estes filtros foram posicionados no caminho de excitação óptica como mostrado na figura 4.3. A figura 4.5 (b) mostra o modo de “vazamento” sendo excitado com uma radiação cuja faixa de frequências está centrada em (920 ± 10) nm. Como esta faixa de frequências tem energia abaixo do gap do GaAs aumentamos a probabilidade de excitar os QD que se localizam no interior da cavidade. Parte dos fótons gerados nesta região também pode se acoplar ao modo fundamental da cavidade e aos QD na região em torno do modo fundamental, como mostra a figura 4.5 (c).

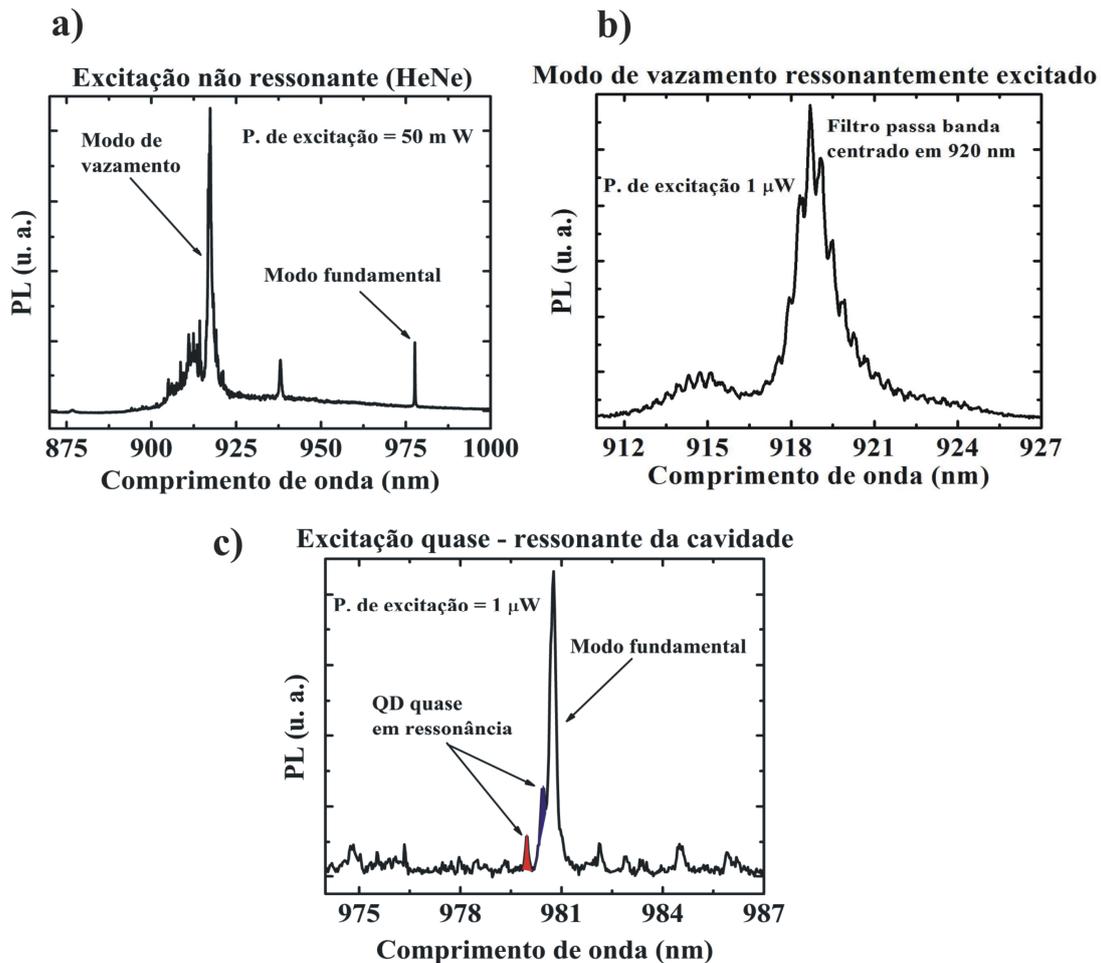


Figura 4.5: Seleção das cavidades com QD espectralmente próximos do modo fundamental da cavidade. a) Uma medida de PL não ressonante para a caracterização da cavidade. O modo de “vazamento” é aquele com maior largura de linha localizado em torno de 920 nm. b) Mostra o espectro apenas do modo de “vazamento” sendo excitado quase ressonantemente com um espectro de luz branca compreendido na faixa que se estende de 910 nm a 920 nm. c) Mostra o modo fundamental e QD próximos a este modo revelados a partir da excitação quase ressonante do modo de vazamento. A separação espectral entre o modo fundamental e os QD é menor que 1 nm, o que nos permite realizar a sintonia do mesmo.

Note que a cavidade mostrada na figura 4.5 possui dois QD muito próximos ao modo fundamental (separação menor que 1 nm) o que nos permite realizar estudos de sintonia entre QD/modo. A realização destes experimentos envolve a mudança na posição espectral das linhas de emissão dos QD. Para tal, o método mais comum é o da mudança da temperatura da amostra. Ao aumentar a temperatura da amostra, controlando a temperatura do criostato, geramos uma mudança no *gap* do material dos QD e assim uma mudança na energia de recombinação dos éxcitons no interior dos mesmos. Tal mudança pode ser observada no deslocamento da linha de emissão dos QD em direção aos maiores comprimentos de onda do espectro, como é exibido na figura 4.6.

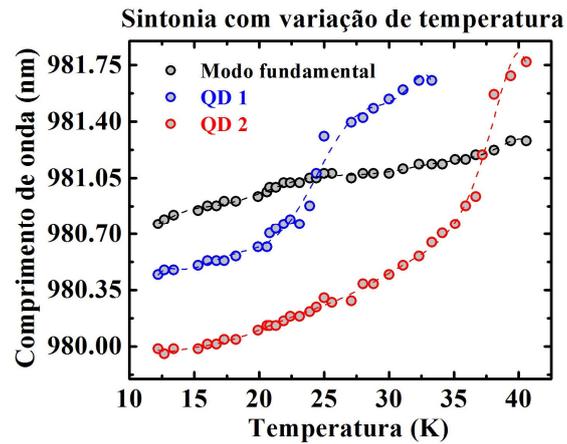


Figura 4.6: Sintonia QD/modo através da mudança global da temperatura no interior do criostato. Ambos os QD cruzam o modo fundamental da cavidade evidenciando o fenômeno de acoplamento fraco. O modo fundamental é representado pelos círculos negros. Os QD 1 e QD 2 são representados pelos círculos azuis e vermelhos respectivamente.

As medidas de sintonia realizadas segundo o método acima requerem alguns cuidados especiais, tais como variar lentamente a temperatura e esperar por um tempo suficientemente longo até que a mesma se estabilize. Isto evita que a amostra se mova em relação ao laser e diminua o sinal da PL. Mas mesmo tomando estas precauções algumas vezes estas instabilidades intrínsecas do sistema dificultam a realização das medidas e até mesmo sua reprodutibilidade. Para contornar tais inconvenientes outras propostas vêm sendo adotadas, uma delas é a aplicação de correntes elétricas através da inserção dos cristais fotônicos em junções p-i-n. Ao submeter os terminais da junção a uma diferença de potencial suficientemente alta fazemos com que uma pequena corrente flua pelo dispositivo, aumentando a temperatura da estrutura localmente. Com isso também fazemos com que os QD se desloquem em direção aos maiores comprimentos de onda do espectro e entrem em sintonia com o modo fundamental da cavidade. A figura 4.7 mostra um desses experimentos.

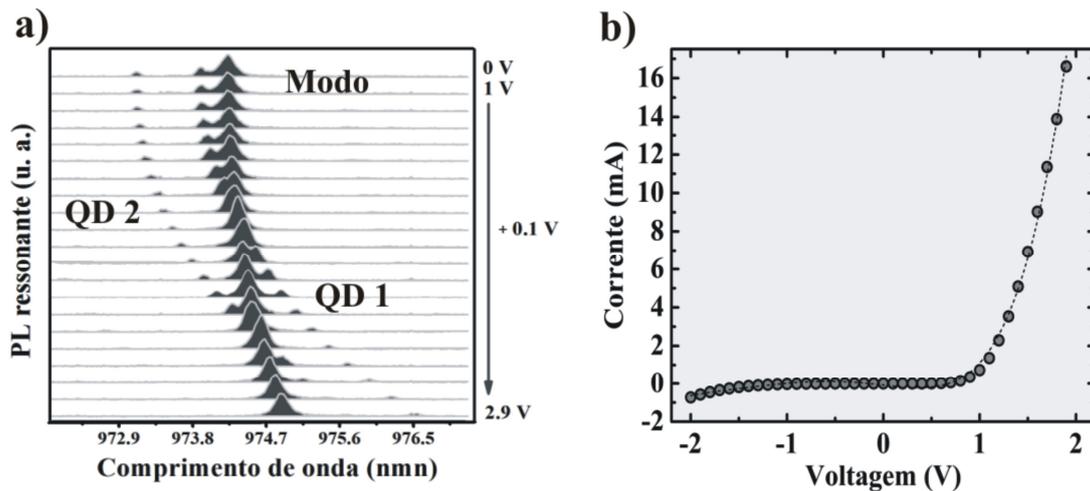


Figura 4.7: a) Medidas de sintonia entre QD/modo através da aplicação de uma diferença de potencial entre os terminais da junção p-i-n. Cada uma das curvas foi obtida com excitação quase ressonante. b) Curva I x V de uma junção p-i-n típica de nossas amostras. Os círculos representam os dados experimentais e a curva negra pontilhada é apenas um guia para o olho.

A figura 4.7 (b) acima mostra uma curva I x V típica para este dispositivo e que revela um comportamento do tipo diodo, onde a aplicação de uma tensão positiva superior a 1 V gera o transporte de corrente.

4.1.3 Medidas de refletividade dos pontos quânticos e dos modos fotônicos das cavidades L3

As medidas acima serviram para caracterizar nossas amostras e apontar quais cavidades seriam mais promissoras para a realização de experimentos de refletividade. O objetivo deste novo conjunto de experimentos foi o de se observar a refletividade tanto dos modos eletromagnéticos confinados quanto dos QD inseridos nas cavidades L3 e suas respectivas modificações em relação à sintonia QD/modo. Para realizar tais medidas as amostras foram novamente introduzidas no interior do criostato, mantidas a 4 K e excitadas com luz branca. Contudo, desta vez a faixa espectral de excitação utilizada coincidia com a linha central da emissão do modo fundamental da cavidade. Novamente lançamos mão do uso de filtros passa-banda para a seleção destas frequências. As amostras eram excitadas com radiação com polarização linear vertical e o sinal proveniente da cavidade era coletado com polarização horizontal, para tal implementamos um sistema de medidas com polarização cruzada muito semelhante ao exibido no Capítulo 3 seção 3.3.1. Para nos certificar de que o que estávamos medindo era realmente o sinal de refletividade variamos a temperatura do criostato

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

desde 4 K até valores superiores a 100 K. Na região de temperatura acima de 60 K é esperado que a emissão dos QD se extinga devido ao aumento dos processos de espalhamento não radiativos causados pelo aumento do número de fônons no sistema. Contudo, o sinal de refletividade deve ser visível mesmo à temperatura ambiente, uma vez que este depende apenas de características estruturais do cristal. A figura 4.8 mostra os resultados desta medida.

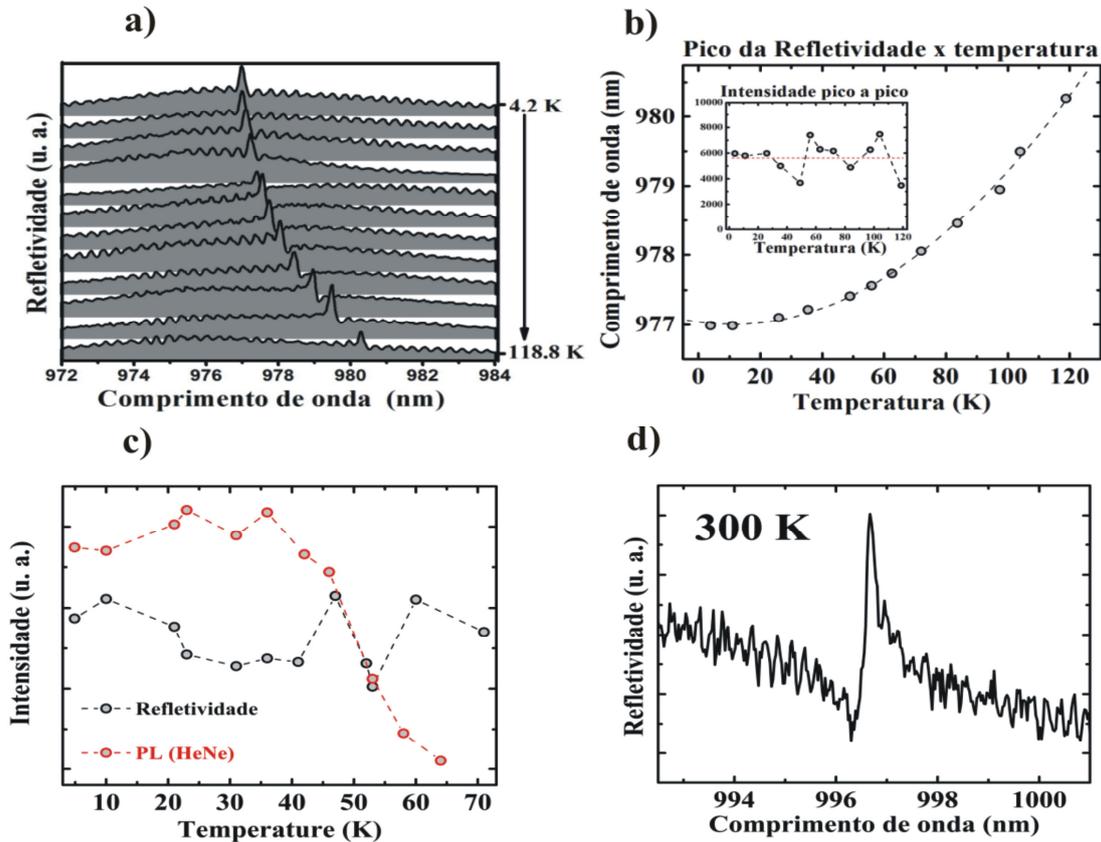


Figura 4.8: a) Espectro de refletividade do modo fundamental em função da temperatura. b) Variação da posição do pico de refletividade do modo fundamental da cavidade em função da temperatura. No *inset* temos uma medida pico a pico da intensidade do pico de refletividade que aparentemente varia em torno de um valor fixo, mas não desaparece. c) Comparação entre o sinal de refletividade e PL numa amostra similar. A PL desaparece em torno de 65 K, porém o sinal de refletividade ainda pode ser visto. d) Observação do pico refletividade do modo fundamental em 300 K de uma amostra similar.

Nas figuras 4.8 (a) e (b) vemos o espectro de refletividade da cavidade para diferentes temperaturas e sua respectiva mudança em relação ao aumento da mesma. A mudança na posição do pico é gerada pelo aumento no tamanho da cavidade e a variação do índice de refração devido a efeitos térmicos. No *inset* da figura 4.8 (b) são exibidas medidas de intensidade do pico de refletividade em função da temperatura. Note que mesmo em temperaturas tão altas quanto 120 K ainda podemos observar o sinal de

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

refletividade. Em tese, a intensidade deste sinal não deveria mudar, contudo ao aumentarmos a temperatura geramos algumas instabilidades no sistema, as quais modificam o nível de sinal coletado. Cada mudança na temperatura do criostato exige um novo realinhamento do laser sobre a cavidade, no entanto por dificuldades técnicas intrínsecas, nem sempre é possível se obter níveis ótimos de sinal. A figura 4.8 (c) mostra o mesmo experimento realizado em uma amostra similar, contudo além do sinal de refletividade também coletamos o sinal de PL proveniente da cavidade para valores de temperatura crescentes. Este gráfico mostra claramente que o sinal que estamos medindo é realmente o de refletividade, uma vez que a PL se extingue para valores de temperatura superiores a aproximadamente 60 K, não obstante o sinal de refletividade ainda é visível. A figura 4.8 (d) mostra uma medida de refletividade realizada a temperatura ambiente. Note que o espectro de refletividade apresenta uma forma assimétrica em decorrência do fenômeno de interferência de Fano, que será abordado na próxima seção.

Uma vez que fomos capazes de medir o sinal de refletividade das cavidades estudadas, seria também interessante tentar observar a refletividade dos QD inseridos nas mesmas. Para tal os experimentos seriam realizados com potências de excitação muito menores que as utilizadas anteriormente, ou seja, aproximadamente 300 nW. Em função disto, o tempo de acumulação de sinal também teve de ser aumentado para 60 segundos para garantir uma perfeita visualização não só do QD mas também do modo da cavidade. A figura 4.9 abaixo mostra uma destas medidas e o compara com o sinal de PL extraído da mesma cavidade.

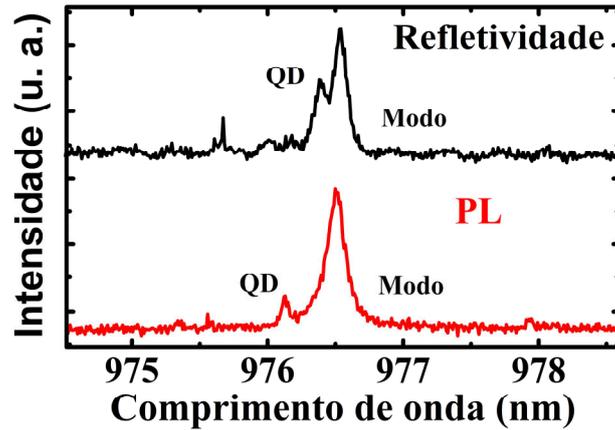


Figura 4.9: Curva em preto: Observação da refletividade de QD individuais em cavidade L3. Curva em vermelho: Espectro de PL em baixa potência. Em ambas as curvas é possível distinguir o modo e o QD.

O passo seguinte consistiu em realizar experimentos de sintonia QD/modo variando-se a energia da emissão do QD através da aplicação de tensão nos terminais da junção p-i-n e monitorando o sinal de refletividade do sistema, a exemplo do que foi feito anteriormente em experimentos de PL. Após a aquisição dos dados notamos uma interessante modificação na refletividade do modo fundamental quando este se encontrava em perfeita sintonia com o QD. Em um estudo anterior realizado por D. Englund *et al.* [4.15-4.17] em sistemas fortemente acoplados QD/modo em cavidades L3 de GaAs os autores observaram que um QD era capaz de tornar a cavidade transparente a certos valores de frequências, o que ficou conhecido como *quantum dot induced transparency*. Para tal o QD foi sintonizado ao modo fundamental da cavidade através da mudança local de temperatura gerada pelo aquecimento de um contato metálico muito próximo à cavidade e que era excitado por um laser com potência variável. Ao se atingir o *anti-crossing*, ou seja, a sintonia máxima entre modo e QD os autores observavam uma queda brusca da refletividade do modo. Diferentemente do grupo acima, nossos resultados indicam que mesmo um sistema não governado pelo acoplamento forte pode exibir um decréscimo significativo na refletividade do modo quando é levado à sintonia com um QD, como é exibido na figura 4.10 abaixo.

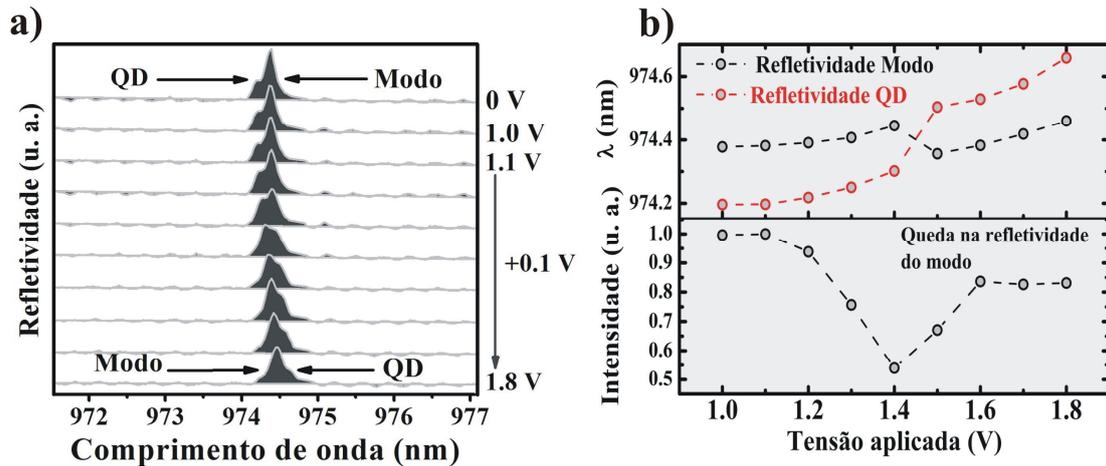


Figura 4.10: a) Espectros de refletividade do modo fundamental e de um QD próximo para diferentes valores de tensão aplicada. b) Painel superior: Observação do fenômeno de *crossing* entre os picos de refletividade do QD e do modo. Painel inferior: Intensidade do pico de refletividade para o modo fundamental para diferentes valores de tensão aplicada. Note que ao longo da região de máxima sintonia o modo fundamental exibe o menor valor de refletividade.

A figura 4.10 (a) mostra o espectro de refletividade do modo fundamental e de um QD para valores crescentes de tensão aplicada. É possível notar que o QD cruza o modo fundamental, fato esse que fica mais evidente no gráfico da figura 4.10 (b) onde estamos representando o comprimento de onda central do modo e do QD em função da tensão. Monitorando a intensidade do pico de refletividade do modo fundamental vemos que ela decresce à medida que o QD se aproxima do modo, atingindo um valor mínimo quando o QD cruza o modo. Após isso a intensidade aumenta e se mantém aproximadamente constante no resto do experimento, como pode ser verificado no gráfico inferior da figura 4.10 (b). Em outras palavras, a exemplo do observado por D. Englund *et al.* vemos que um QD é capaz de alterar o espectro de refletividade de uma cavidade, mesmo em sistemas governados pelo acoplamento fraco.

4.2 Ressonância de Fano em cavidades L3 de GaAs

4.2.1 Introdução

Nesta seção vamos apresentar os resultados obtidos em experimentos de refletividade com polarização resolvida, realizados em cavidades do tipo L3 de GaAs com intuito de se investigar o acoplamento entre os modos fotônicos localizados do cristal e o contínuo de estados existentes em sua envoltória. Nós observamos que excitando-se o modo fundamental de uma mesma cavidade L3 com luz branca em diferentes graus de polarização linear alterávamos o seu espectro de refletividade. Tal cavidade passava a exibir espectros cujos picos de refletividade variavam, de maneira controlada, entre formas de linha Lorentzianas, totalmente simétricas e formas de linha totalmente assimétricas. Estas observações eram indicadores de que o sistema era governado por um tipo especial de interferência: a interferência de Fano [4.18]. U. Fano publicou em 1960 um artigo onde ele apresentava uma explicação para a observação de linhas assimétricas em espectros de absorção de gases formados por átomos de He e que diferiam das previstas pela teoria de Rydberg. Fano propôs que tais resultados eram causados pela superposição e interferência entre dois distintos canais quânticos, um deles formado pelos estados quantizados dos átomos individuais de He e o outro pelo contínuo de estados quânticos compartilhados em suas vizinhanças. Hoje vários são os sistemas nos quais podemos observar este tipo de interferência [4.19-4.21], evidenciando que o fenômeno originalmente estudado por U. Fano é um dos princípios fundamentais da natureza e que nos permite entender parte dos mecanismos de interação entre a luz e a matéria [4.13].

Ao realizarmos experimentos de refletividade sobre cristais fotônicos bidimensionais o que fazemos é incidir radiação com uma certa faixa de frequências sobre a superfície da estrutura, assim sendo, parte da radiação é absorvida, parte é transmitida e parte é refletida. O que medimos é apenas uma fração da radiação original. Ou seja, durante todo o experimento podemos considerar que existe radiação tanto dentro quanto fora do cristal fotônico. Como foi discutido ao longo do Capítulo 1, devido às propriedades intrínsecas dos cristais fotônicos estes permitem que apenas

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

certas frequências ou modos eletromagnéticos se “alojem” em seu interior. Estes modos em sistemas não perturbados são referidos como modos estendidos dos cristais fotônicos e são quantizados. Se estes cristais possuem algum tipo de defeito que aprisione a luz, tal como uma cavidade, podemos ainda observar outro tipo de modos na estrutura, os modos localizados, que, todavia, também são quantizados. Por outro lado, a radiação nas redondezas do cristal já não encontra as mesmas barreiras físicas, ou seja, se propaga em um meio homogêneo e não experimenta o confinamento, por isso forma o que conhecemos como o contínuo de modos eletromagnéticos. É a interferência entre estes dois canais, ou seja, entre o canal quântico e o canal contínuo que introduz os desvios na simetria do pico de refletividade. Variando-se alguns parâmetros experimentais podemos de certa forma controlar a maneira com a qual estes canais quânticos interagem, e consequentemente controlar a simetria do pico. A literatura traz vários estudos nesse sentido [4.22-4.24], contudo me limitarei a citar apenas alguns exemplos, tais como trabalho realizado por V. N. Astratov *et al.* em guias de onda fotônicos unidimensionais de GaAs [4.25]. Neste estudo os autores demonstram que excitando-se os guias de onda com luz branca em diferentes ângulos em relação à direção normal de incidência é possível se observar variações tanto na energia quanto na forma do pico de refletividade da estrutura, ambas causadas pelo acoplamento entre os modos estendidos do guia e a radiação espalhada nas fronteiras do mesmo. Além desse, um estudo realizado por M. Galli *et al.* em sistemas de cavidades L3 de silício os autores demonstraram que a forma do pico de refletividade também pode variar com o tamanho do *spot* focal sobre a amostra [4.9]. Neste caso os experimentos de refletividade foram realizados excitando a cavidade com um laser sintonizável cujas frequências estavam compreendidas numa faixa em torno do modo fundamental da mesma. Ao se focar a radiação sobre a cavidade com um *spot* cujo diâmetro era de aproximadamente 2 μm os autores obtiveram um espectro de refletividade na qual o pico exibia uma forma assimétrica, aumentando-se o diâmetro do *spot* para algo da ordem de 10 μm , o espectro se tornou praticamente simétrico. Eles ainda mostram que seus resultados poderiam ser ajustados utilizando-se a equação de assimetria de Fano, o que confirmaria a presença das interferências de Fano no sistema, como exibido na figura 4.11 abaixo juntamente com os resultados obtidos por nós em um experimento similar em cavidades L3 de GaAs.

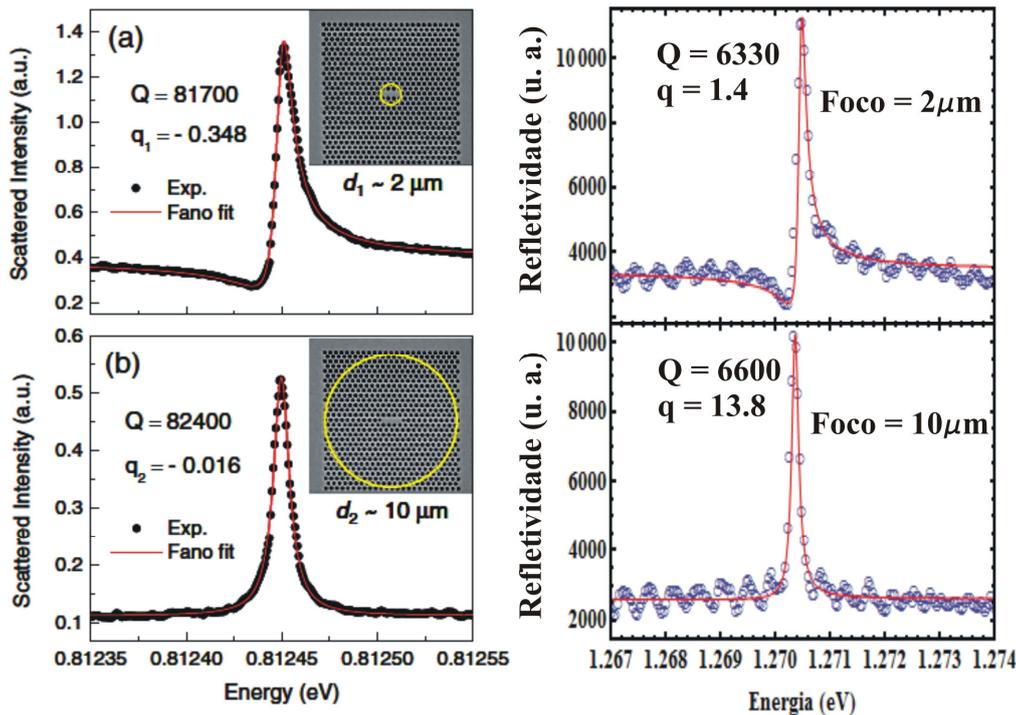


Figura 4.11: Variação da forma de linha em função do diâmetro do foco da luz incidente. À esquerda estão exibidos os resultados obtidos por M. Galli *et al.* sobre cavidades L3 de silício. Figura retirada da referência [4.9]. A direita mostramos os resultados observados por nós em cavidades L3 de GaAs. Note que em ambos os casos vemos a mesma manifestação física apesar da diferença no fator de qualidade e no material da cavidade.

Na próxima seção vamos exibir resultados que demonstram a observação do fenômeno de ressonância de Fano de uma maneira inteiramente nova e controlável em sistemas fotônicos bidimensionais formados por cavidades L3 de GaAs. Analisando nossas medidas de refletividade observamos que o modo fundamental das cavidades L3 exibe interessantes modificações em sua forma de linha quando a estrutura é excitada com radiação em diferentes graus de polarização linear em mais uma clara assinatura do fenômeno de interferência de Fano.

4.2.2 Descrição experimental, resultados e discussão

As amostras utilizadas nesta etapa do trabalho são semelhantes às exibidas no início deste capítulo e foram fabricadas seguindo os mesmos métodos. As *air-bridges* são formadas por uma camada de GaAs de 130 nm de espessura e apresentam um arranjo hexagonal de buracos de ar produzidos por litografia de feixe de elétrons e corrosão por íons reativos (RIE). Foram preparadas várias estruturas, com parâmetros de rede compreendidos numa faixa entre $230 \leq a \leq 260$ nm. O raio dos buracos de

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

cada um dos cristais é definido pelo fator de preenchimento $ff = r/a$ que se estende numa faixa dada por $0,25 \leq ff \leq 0,33$. A cavidade é formada pela remoção de três buracos consecutivos numa mesma linha no centro da estrutura. Para aumentar o fator de qualidade das cavidades os buracos em suas extremidades são deslocados para fora do defeito por uma quantidade de $0,15 a$ [4.26]. Com isto o fator de qualidade Q médio de nossos dispositivos figura em torno de 7000. No centro da camada de GaAs existe uma camada de pontos quânticos auto-organizados de InAs crescida por Stranski-Krastanov cuja emissão está centrada em torno de 945 nm e tem largura de linha de aproximadamente 50 meV a 4 K. A figura 4.12 mostra um espectro de PL de uma cavidade típica obtido com excitação não ressonante de 632,8 nm.

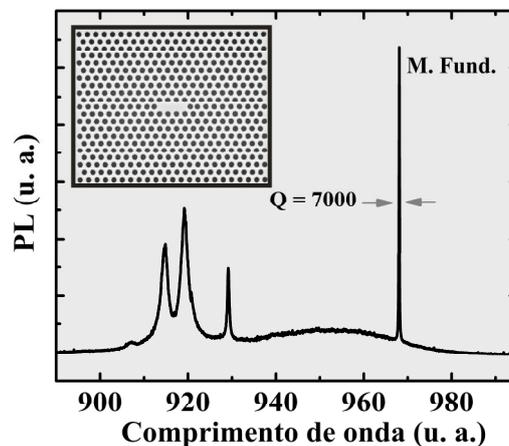


Figura 4.12: Espectro de uma cavidade L3. O modo fundamental apresenta um fator de qualidade em torno de 7000 e comprimento de onda de 970 nm. No *insert* podemos ver uma imagem de SEM de uma cavidade típica.

Para realizar as medidas de refletividade as amostras foram inseridas em um criostato de fluxo contínuo de hélio e mantidas a 10 K. A excitação mais uma vez foi gerada por uma fibra fotônica e, como antes, os comprimentos de onda de excitação foram selecionados através da inserção de um filtro passa-banda (BP) no caminho óptico como mostrado na figura 4.13. Como o modo fundamental da cavidade estava em torno de 970 nm, utilizamos um filtro centrado em (970 ± 10) nm. A radiação foi focada sobre a cavidade através de uma lente objetiva cuja magnificação era 100 X e possuía uma abertura numérica de 0,7. Tal esquema nos permitia gerar um *spot* de aproximadamente $2 \mu\text{m}$, que era suficiente para iluminar a cavidade e uma pequena área em torno da mesma. O sinal de refletividade advindo da amostra era coletado pela mesma objetiva e enviado a um espectrômetro. Um detalhe importante e que

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

deve ser mencionado é que a excitação e a coleta do sinal eram feitas em polarizações ortogonais, ou seja, através do emprego de um sistema de medidas com polarização cruzada. Isto quer dizer que excitávamos a amostra com luz linearmente polarizada e coletávamos o sinal de refletividade com polarização linear orientada a 90 graus da direção da polarização de excitação. Para tal, um divisor de feixe polarizador (PBS) foi inserido no caminho óptico, antes da lente objetiva, vide figura 4.13. Este tipo de divisor de feixes quando submetido a algum tipo de radiação tem a propriedade de transmitir apenas a radiação cujo campo elétrico oscile na direção horizontal e refletir a radiação que oscile na direção vertical. Para girar a polarização da luz incidente localizamos uma placa de meia onda entre o PBS e a objetiva, como mostrado na figura 4.13. Além disso, para aumentar ainda mais a razão sinal/ruído, um arranjo confocal formado por duas lentes de 20 mm e um furo micrométrico (*pinhole*) de 100 μm de diâmetro, dispostos na maneira esquematizada na figura 4.13, foi incluído no sistema de medidas. Este arranjo nos permitia coletar exclusivamente o sinal em torno de uma pequena área ao redor da cavidade diminuindo os efeitos do *background* que poderiam mascarar o sinal proveniente da amostra.

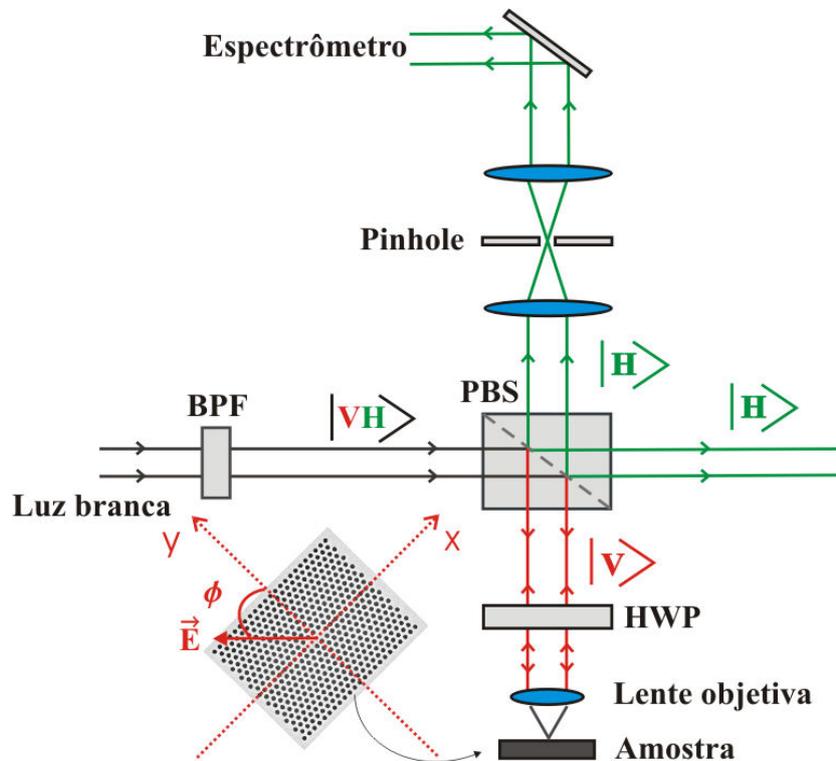


Figura 4.13: Arranjo experimental utilizado nas medidas de refletividade como descrito no texto. A imagem de microscopia por varredura eletrônica (SEM) de uma de nossas amostras mostra a definição do ângulo ϕ .

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

A figura 4.14 exibe um conjunto de espectros de refletividade, cada um obtido para um dado grau de polarização da luz branca. Para determinar o ângulo ϕ relativo aos eixos da cavidade fotônica nós utilizamos a intensidade da luminescência do modo fundamental da cavidade como um guia. Como esperado para o fenômeno de interferência de Fano, uma forma de linha simétrica para o pico de refletividade é obtida para $\phi = 0^\circ$, como será discutido mais adiante. À medida que giramos o HWP, aumentando o valor deste ângulo, o espectro de refletividade muda de uma forma de linha simétrica para assimétrica, sugerindo que o modo discreto da cavidade L3 e o *background* formado pelos estados do contínuo estão de fato interferindo da maneira prevista por Fano [4.18]. Numa primeira abordagem simples, fitamos todos os nossos resultados experimentais utilizando a fórmula de Fano:

$$R = R_0 + A \frac{\left(\frac{2(E - E_0)}{\Gamma} + q \right)^2}{\left(\frac{2(E - E_0)}{\Gamma} \right)^2 + 1} \quad (4.1)$$

Onde R , R_0 , A , q , Γ , E e E_0 são respectivamente, a intensidade do pico de refletividade, o *offset* gerado pelo *background*, uma constante de amplitude, o fator de assimetria de Fano, a largura de linha, a energia e a energia de ressonância. Os ajustes obtidos com a equação 4.1 são representados pelas linhas sólidas em cada um dos gráficos da figura 4.14. O fator de assimetria q é mostrado para cada uma das polarizações utilizadas.

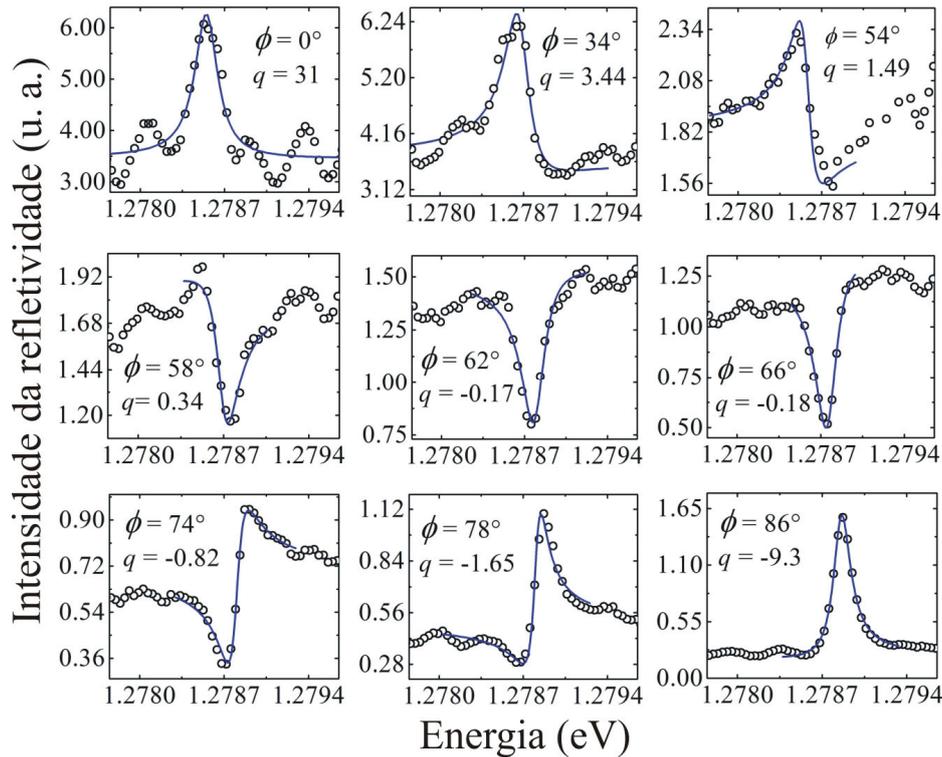


Figura 4.14: Espectros de refletividade representativos para nove diferentes polarizações da luz branca. Os círculos abertos representam os resultados experimentais e as linhas azuis são ajustes obtidos utilizando-se a fórmula de Fano. O fator de assimetria q é exibido para cada uma das curvas.

De forma a obter um melhor entendimento dos resultados experimentais nós modelamos a resposta da estrutura fotônica através de uma técnica semi-analítica baseada no método da matriz de espalhamento (*Scattering matrix method*) [4.27]. O método de cálculo foi implementado por Juan Pablo Vasco e Herbert Vinck Posada [4.28]. O primeiro passo para tal consiste em se obter a estrutura de bandas para cada uma das camadas bidimensionais do sistema e então descrever os estados na direção perpendicular a tal sistema (direção z) como ondas planas. Estes estados são utilizados para representar o campo eletromagnético em termos de ondas que chegam e que deixam o cristal fotônico. Em seguida, calcula-se a matriz de espalhamento usando esta representação. Uma vez obtida, a matriz de espalhamento nos permite relacionar facilmente as ondas que chegam ao cristal fotônico com as ondas que deixam o cristal e, desta forma, calcular a sua refletividade. O campo eletromagnético incidente utilizado nos cálculos tem forma circular, simulando a forma do *spot* focal. A refletividade é definida como o fluxo do vetor de Poynting na direção z através da área desejada, que no nosso caso, também é circular e tem como intuito simular a simetria circular de coleta do sinal experimental. Para uma dada excitação linearmente

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

polarizada, nós monitoramos a radiação que deixa o cristal com o campo elétrico perpendicular à direção de polarização da excitação, assim reproduzindo o sistema de polarização cruzada adotado no experimento. Além disso, nós integramos o sinal através de uma pequena área ao redor da cavidade, tomando o cuidado de garantir que estamos coletando sinal apenas de uma única super-célula. O objetivo aqui é encontrar a relação entre o ângulo de polarização e o fator de assimetria de q , o que pode ser alcançado variando a polarização da onda incidente e observando a mudança nas formas de linha dos picos de refletividade.

A figura 4.15 mostra os resultados obtidos a partir do método da matriz de espalhamento descrito acima.

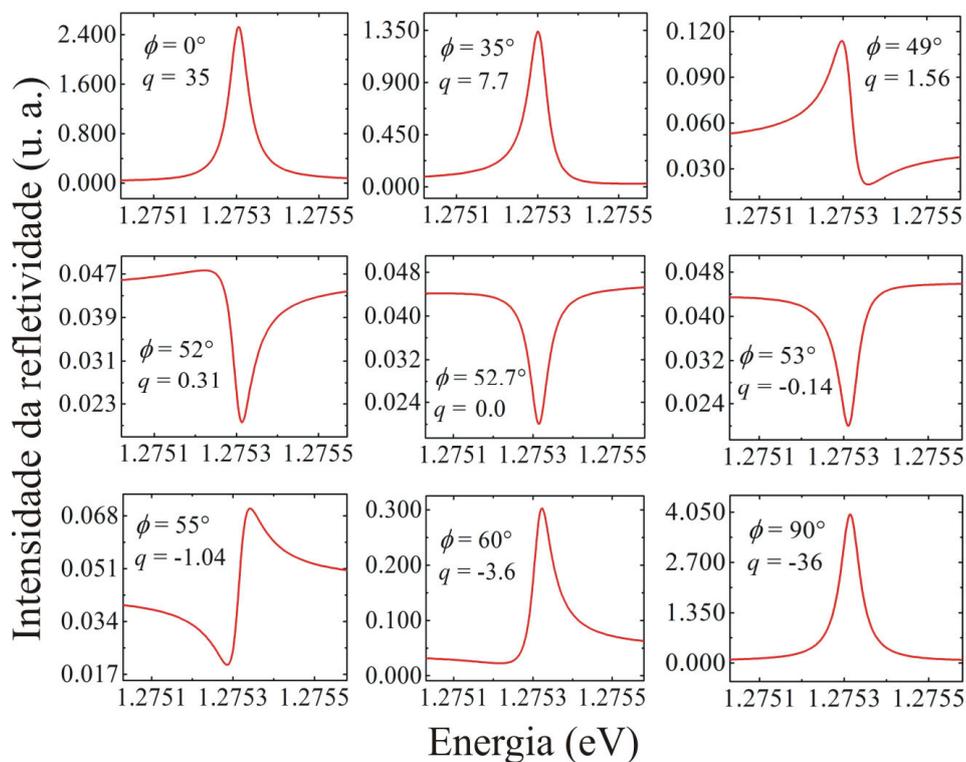


Figura 4.15: Espectros de refletividade representativos para nove diferentes polarizações calculados pelo método da matriz de espalhamento. O ângulo de polarização mostrado para cada um dos gráficos segue a mesma definição daqueles na figura 4.14.

A figura acima mostra que nossos resultados teóricos concordam qualitativamente muito bem com as nossas observações teóricas. Como esperado, uma linha totalmente simétrica é obtida para $\phi = 0^\circ$. À medida que o ângulo aumenta, o pico de refletividade se torna mais assimétrico e os fatores de assimetria são positivos, assim como ocorre no experimento. Para $\phi = 52.7^\circ$ o pico de refletividade é simétrico,

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

contudo invertido, exibindo um fator $q = 0$, o que corresponde a uma transmissão Lorentziana do modo. Para valores ainda crescentes do ângulo de polarização podemos notar que as linhas de refletividade tornam-se novamente assimétricas, no entanto com simetria reversa e exibem fatores q negativos. Seguindo ainda na mesma direção, é possível notar que as linhas adquirem formas cada vez mais simétricas até que em 90° o pico de refletividade volta a se tornar totalmente simétrico, o mesmo sendo observado experimentalmente. Os ângulos experimentais e teóricos para os cada uma das formas de linha são observadas, diferem um pouco. Por exemplo, a forma de linha simétrica e invertida (para $q = 0$) é vista experimentalmente para $\phi = 62^\circ$ e não para $\phi = 52.7^\circ$, valor advindo dos cálculos. Tal diferença repousa provavelmente sobre as aproximações do nosso modelo teórico, tais como: o uso da super – célula, precisão da base de ondas planas utilizadas e a distância do cristal fotônico a partir da qual foi coletada a radiação para o cálculo da refletividade. Um outro efeito que não é considerado no modelo teórico é a contribuição da camada de pontos quânticos auto – organizados presente no sistema real. No entanto, mesmo que alguns destes pontos quânticos estivessem em ressonância com o modo fundamental, a contribuição destes para o pico de refletividade ainda seria pequena. Mas devemos ressaltar que nos espectros experimentais exibidos na figura 4.14 existe uma contribuição desta camada de pontos quânticos que altera o nível do *background* e que possivelmente, modifica a refletividade total do sistema.

Em um sistema governado pela interferência de Fano, linhas simétricas são sempre esperadas como resposta para refletividade quando o canal contínuo supera em intensidade o canal discreto. Teoricamente nós observamos que isso acontece para os ângulos de polarização 0° e 90° . O ângulo $\phi = 0^\circ$ corresponde ao caso onde a excitação é exatamente paralela à direção de polarização dominante do modo fundamental da cavidade L3. As formas simétricas obtidas para $\phi = 0^\circ$ e $\phi = 90^\circ$ podem ser entendidas examinando a magnitude dos modos que formam o contínuo (radiação eletromagnética do *background*) em relação ao modo quantizado da cavidade, levando-se em consideração o método de polarização utilizado na coleta de sinal. Quando o modo é eficientemente excitado, ou seja, $\phi = 0^\circ$, a coleta de sinal está sendo realizada na direção na qual a intensidade do sinal da cavidade em relação ao *background* é pequena. Do mesmo modo, quando excitamos a cavidade com luz polarizada a 90° (baixa eficiência de excitação) o contínuo é sempre dominante. Distante destas duas condições especiais, o espalhamento para o canal discreto se

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

torna cada vez mais significativa no espectro de refletividade, dando origem, desta forma, às formas de linha assimétricas observadas.

Para concluir, mostramos que as ressonâncias de Fano vistas nos espectros de refletividade de cavidades fotônicas podem ser estudadas por espectroscopia com polarização cruzada e modeladas pelo método da matriz de espalhamento. Nossos resultados nos permitem inferir sobre as origens do fenômeno acima citado. A interferência eletromagnética depende da contribuição relativa do campo espalhado pelo modo fundamental da cavidade L3 e pelo contínuo de modos advindos da rede fotônica ao seu redor. Nosso método representa uma maneira controlada de sintonizar a interferência de Fano, via a polarização da radiação incidente.

4.3 Conclusão

Neste capítulo nos dedicamos a realizar estudos de acoplamento entre o modo fundamental de uma cavidade L3 e os QD inseridos nas mesmas, utilizando para isso os métodos de PL com excitação ressonante e não ressonante. Como resultado observamos uma diminuição significativa no *background* no sinal de PL em experimentos de sintonia QD/modo realizados com excitação ressonante em relação ao método não ressonante. Além disso, para controlar a posição espectral do QD e do modo fotônico da cavidade lançamos mão de duas técnicas: a mudança global da temperatura no interior de um criostato e a aplicação de uma tensão entre os terminais de uma junção p-i-n no interior da qual foram fabricadas as cavidades. O segundo método se mostrou mais estável e reproduzível.

Numa segunda leva de experimentos estudamos a modificação da refletividade dos modos fundamentais de cavidades L3 em função do acoplamento entre este e os QD inseridos nas mesmas. Utilizamos mais uma vez o método de excitação ressonante para excitar o sistema e variamos a posição espectral dos QD através da aplicação de uma tensão aos terminais de uma junção p-i-n. Como resultado, observamos que intensidade do pico de refletividade do modo fundamental diminuía à medida que o QD se aproximava espectralmente em um sistema governado pelo acoplamento fraco.

Na última parte deste capítulo nos dedicamos a investigar as origens do fenômeno de interferência de Fano em cavidades L3. Observamos que os picos de refletividade do modo fundamental das amostras estudadas exibiam modificações em sua simetria quando excitados com radiação em diferentes graus de polarização linear. Além da análise dos dados experimentais lançamos mão de cálculos teóricos baseados no método da matriz de espalhamento que nos permitiu reproduzir qualitativamente os resultados experimentais e compreender a interação entre os canais quânticos (radiação refletida pela cavidade) e os canais contínuos (luz espalhada pela estrutura fotônica). Percebemos a existência de uma relação entre o fator de assimetria de Fano e o *background* e que ditava a forma de linha do pico de refletividade. Ao mudar a polarização da luz incidente controlamos a quantidade luz que se acopla à cavidade e a quantidade da mesma que é espalhada. Monitorando o valor do fator de assimetria

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

de Fano e o nível de *background* podemos ter uma idéia sobre o canal quântico que está sendo favorecido pela excitação.

4.4 Referências

- [4.1] A. R. A. Chalcraft, S. Lam, D. O'Brien, T. F. Krauss, M. Sahin, D. Szymanski, D. Sanvitto, R. Oulton, M. S. Skolnick, A. M. Fox, D. M. Whittaker, H.-Y. Liu and M. Hopkinson. *App. Phys. Lett.* **90**, 241117 (2007);
- [4.2] R. Oulton, B.D. Jones, S. Lam, A.R.A. Chalcraft, D. Szymanski, D. O'Brien, T.F. Krauss, D. Sanvitto, A.M. Fox, D.M. Whittaker, M. Hopkinson, M.S. Skolnick. *Opt. Express* **25**, 17221 (2007);
- [4.3] D. M. Szymanski, B. D. Jones, M. S. Skolnick, A. M. Fox, D. O'Brien, T. F. Krauss, and J. S. Roberts. *App. Phys. Lett.* **95**, 141108 (2009);
- [4.4] J. Heo, T. Zhu, C. Zhang, J. Xu, and P. Bhattacharya. *Opt. Lett.* **35**, 547 (2010);
- [4.5] M. W. McCutcheon, A. G. Pattantyus-Abraham, G. W. Rieger, and J. F. Young. *Opt. Express* **15**, 11472 (2007);
- [4.6] L. O'Faolain, T. P. White, D. O'Brien, X. Yuan, M. D. Settle and T. F. Krauss. *Opt. Express* **15**, 13129 (2007);
- [4.7] A. Faraon, I. Fushman, D. Englund, N. Stoltz, P. Petroff and J. Vuckovic. *Nature Physics* **4**, 859 (2008);
- [4.8] P. T. Valentim, I. J. Luxmoore, D. Szymanski, J. P. Vasco, H. Vink-Posada, P. S. S. Guimarães, D. M. Whittaker, A. M. Fox and M. S. Skolnick. A ser publicado.
- [4.9] M. Galli, S. L. Portalupi, M. Belotti, L. C. Andreani, L. O'Faolain, and T. F. Krauss. *App. Phys. Lett.* **94**, 071101 (2009);
- [4.10] M. Francardi, L. Balet, A. Gerardino, N. Chauvin, D. Bitauld, L. H. Li, B. Alloing, and A. Fiore. *App. Phys. Lett.* **93**, 143102 (2008);
- [4.11] M. Francardi, A. Gerardino, L. Balet, N. Chauvin, D. Bitauld, L. Li, B. Alloing, A. Fiore. *Microelectronic Engineering* **86**, 1093 (2009);
- [4.12] X. Yang, M. Yu, D-L. Kwong, and C. W. Wong. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 173902 (2009);
- [4.13] J. Song, R. P. Zaccaria, M. B. Yu and X. W. Sun. *Opt. Express* **14**, 8812 (2006);
- [4.14] S. Fan, W. Suh and J. D. Joannopoulos. *Opt. Soc. Am.* **20**, 569 (2003);

Capítulo 4: Fenômenos de reflexão e interferência de Fano em cavidades L3

- [4.15] D. Englund, A. Faraon, I. Fushman, N. Stoltz, P. Petroff and J. Vuckovic. Nature **450**, 857 (2007);
- [4.16] I. Fushman, D. Englund, A. Faraon and J. Vuckovic. Phys. Stat. Sol. **5**, 2808 (2008);
- [4.17] I. Fushman, D. Englund, A. Faraon, N. Stoltz, P. Petroff, J. Vuckovic. Science **320**, 769 (2008);
- [4.18] U. Fano. Phys. Rev. **124**, 1866 (1961);
- [4.19] A. R. P. Rau. Phys. Scripta **69**, C10 (2004);
- [4.20] H. G. Luo, T. Xiang, X. Q. Wang, Z. B. Su and L. Yu. Phys. Rev. Lett. **92**, 256602 (2004);
- [4.21] A. E. Miroshnichenko, S. Flach and Y. S. Kivshar. ArXiv:0902.3014v1 [cond-mat.mtrl-sci];
- [4.22] R. Harbers, S. Jochim, N. Moll, R. F. Mahrt, D. Erni, J. A. Hoffnagle and W. D. Hinsberg. App. Phys. Lett. **90**, 201105 (2007);
- [4.23] M.V. Rybin, A. B. Khanikaev, M. Inoue, K. B. Samusev, M. J. Steel, G. Yushin, and M. F. Limonov. Phys. Rev. Lett. **103**, 023901 (2009);
- [4.24] V. N. Astratov, D. M. Whittaker, I. S. Culshaw, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, T. F. Krauss and R. M. De La Rue. Phys. Rev. B **60**, R16 255 (1999);
- [4.25] V. N. Astratov, I. S. Culshaw, R. M. Stevenson, D. M. Whittaker, M. S. Skolnick, T. F. Krauss, and R. M. De La Rue. Journal of Lightwave Technology **17**, 2050 (1999);
- [4.26] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song and S. Noda. Nature **425**, 944 (2003);
- [4.27] D. M. Whittaker, I. S. Culshaw. Phys. Rev. B **60**, 2610 (1999);
- [4.28] J.P. Vasco, H. Vinck Posada, “Defective Modes Study For Photonic Crystals Through Plane Wave Expansion Method“, Revista Colombiana de Física, Vol. 43, No. 3, pp. 846-855, (2011).

Capítulo 5

*“Pedras no caminho
Alegria e dor...”*

Alegria e dor (Concreto)

Conclusão geral e perspectivas

5.1 Conclusão

Ao longo desta tese foram apresentados uma série de trabalhos envolvendo estruturas fotônicas unidimensionais e bidimensionais de GaAs/AlGaAs. No primeiro deles, abordado no capítulo 2, estudamos a influência da polarização média do *ensemble* de pontos quânticos (QD) inserido no interior de micropilares circulares de GaAs/AlGaAs de 1500 nm de diâmetro nominal sobre a intensidade relativa dos modos excitados dos mesmos. Através da análise estatística de nossas medidas e da implementação de um modelo teórico de cálculo demonstramos que a polarização média e posição dos QD afetava diretamente a intensidade de cada um dos modos excitados da cavidade. Além disso, nosso modelo teórico nos permitiu inferir sobre a polarização linear média do *ensemble* de QD de um micropilar particular dada a intensidade relativa dos seus modos excitados. Surpreendentemente, constatamos que os QD inseridos podem apresentar, além de polarização ao longo do plano da cavidade, ou seja, nas direções x e y , um certo grau de polarização na direção z de crescimento, componente que é muito difícil de ser analisada experimentalmente através dos métodos convencionais de medidas de emissão de luz.

No capítulo 3 introduzimos um dispositivo misto que envolveu a fabricação de um cristal fotônico bidimensional do tipo heteroestrutura dupla com guia de onda incorporado (PCDH) lado a lado a grades de difração, ambos fabricados *on chip*. O objetivo deste trabalho foi o de propor uma maneira mais eficiente e cômoda de se realizar experimentos de transmissão com incidência e coleta de sinal na direção normal. Os principais parâmetros envolvidos na fabricação destes dispositivos foram investigados teoricamente utilizando-se os métodos numéricos conhecidos como CAMFR e o FDTD e possibilitaram a escolha de dispositivos que melhor se

adaptassem as nossas condições experimentais. Numa primeira etapa de experimentos que envolveram medidas de PL, demonstramos que o sinal de fotoluminescência coletado através das grades foi 22 vezes mais intenso do que aquele coletado diretamente da cavidade. Na segunda etapa experimentos de transmissão foram realizadas utilizando-se uma fonte de luz branca para excitar as amostras. Visualmente foi possível observar a transmissão do sinal entre duas grades opostas e pela cavidade fazendo-se uma imagem de infravermelho ao longo da extensão do dispositivo. Contudo, as medidas de transmissão também revelaram que amostras com uma geometria melhorada ainda deveriam ser fabricadas, uma vez que não foi possível a observação de nenhum dos modos da cavidade nos espectros de transmissão, fato esse provocado pela presença de inúmeros modos de *Fabri-Perot* ao longo da estrutura.

No capítulo 4 exibimos resultados envolvendo medidas de sintonia e de refletividade realizados em sistemas de cavidades do tipo L3. Nesta etapa as cavidades foram fabricadas no interior de junções p-i-n com o intuito de tornar mais estável as medidas de sintonia QD/modo. Tais medidas foram realizadas com excitação quase-ressonante que era gerada por uma fibra óptica fotônica e selecionada utilizando-se filtros passa-banda. Através do emprego desta técnica obtivemos êxito em diminuir o *background* prejudicial das medidas de sintonia realizadas à baixa potência. Além disto, obtivemos um alto controle da posição espectral dos QD em experimentos de sintonia. Tal posição foi modificada de forma totalmente reprodutiva aplicando-se uma tensão aos terminais da junção e permitindo-se que uma pequena corrente percorresse o dispositivo aquecendo a amostra localmente. Aplicando-se a mesma técnica de sintonia em experimentos nos quais monitorávamos os sinais de refletividade tanto do QD quanto do modo fundamental da cavidade, fomos capazes de observar uma queda brusca na intensidade do modo quando este e o ponto se encontravam em perfeita sintonia em um sistema governado pelo acoplamento fraco.

Por último reportamos a observação do fenômeno de interferência de Fano em experimentos de refletividade realizados em cavidades L3. Neste estudo nossas medidas revelaram que a forma de linha do modo fundamental da cavidade tinha sua simetria alterada quando excitada com luz branca em diferentes graus de polarização linear. Concomitantemente à variação da forma de linha, observamos uma modificação do nível de *background* do sinal medido. Como revelado através da análise experimental e teórica dos resultados o aumento do fator de assimetria de Fano

(q) se mostrou anti-correlacionado ao aumento do *background*, ou seja, a diminuição na simetria do modo estava ligada ao aumento do sinal do *background*. Teoricamente mostramos que tais observações tinham origem num fenômeno de interferência especial entre o modo fundamental da cavidade e o contínuo de modos eletromagnéticos espalhados no entorno do cristal. Em nossa análise teórica fomos capazes de reproduzir qualitativamente muito bem a mudança da simetria do modo em função da polarização da radiação incidente, no entanto observamos que tais mudanças ocorreram para uma faixa de ângulos de incidência diferentes da qual se observou nos experimentos.

5.2 Perspectivas

Pretendemos explorar mais a fundo fenômenos de eletrodinâmica quântica no estado sólido que envolvam o acoplamento entre éxcitons de QD e modos confinados em cavidades fotônicas. Atualmente são utilizadas usualmente duas maneiras de se controlar esse acoplamento pós-fabricação, uma delas é através da mudança global da temperatura da amostra no interior de um criostato, a outra é a aplicação de campos elétricos externos sobre a cavidade. Em ambos é possível mudar a posição espectral da linha do éxciton, como foi mostrado no Capítulo 4. Estamos interessados aqui em estudar o acoplamento fóton-éxciton de uma terceira maneira, ou seja, submeter a cavidade a campos magnéticos intensos e observar como a frequência do éxciton varia [5.1-5.2]. A aplicação de um campo magnético externo é importante para investigar a interação éxciton/poláriton já que a aplicação do campo permite controlar diretamente parâmetros excitônicos tais como sua força de oscilador e sua função de onda sem gerar alterações nos fótons da cavidade [5.3]. Além disso, é possível observar o *splitting* dos estados do tipo éxciton/poláriton de sistemas de microcavidades que contenham pontos ou poços quânticos. Uma terceira possibilidade seria utilizar a aplicação de campos magnéticos externos intensos para realizar a sintonia entre éxcitons de pontos quânticos e os modos fotônicos de uma dada cavidade, digamos, uma cavidade L3 ou de micropilares. Para tal as amostras seriam colocadas no interior de um magneto supercondutor através de uma haste óptica que permitisse tanto excitar quanto coletar o sinal proveniente da amostra, além de controlar a temperatura e o campo magnético sobre a mesma. Tal técnica será implementada no Laboratório

de Semicondutores da UFMG com o auxílio do Dr. D. Sanvitto, do *National Nanotechnology Laboratory*, em Lecce, Itália, que já tem experiência neste tópico.

Além desse, temos a intenção de estudar em detalhes o problema de acoplamento não-ressonante entre éxcitons de pontos quânticos e modos ópticos de cavidades fotônicas [5.4-5.6]. O mecanismo responsável por este acoplamento não-ressonante não é bem conhecido. Existem várias hipóteses na literatura [5.7-5.8], porém nenhuma delas é amplamente aceita. Pretendemos contribuir para elucidar esse fenômeno através de uma série de medidas da evolução temporal do espectro de micro-fotoluminescência, com o objetivo de investigar a anti-correlação entre o modo e a emissão de pontos quânticos únicos que estão espectralmente fora de sintonia, usando o campo magnético para variar o grau de dissintonia éxciton-modo.

5.3 Referências

- [5.1] T. Tanaka, Z. Zhang, M. Nishioka, and Y. Arakawa. Appl. Phys. Lett. **69**, 887 (1996);
- [5.2] J. Tignon, P. Voisin, C. Delalande, M. Voos, R. Lloudré, U. Oesterle, R. P. Stanley. Phys. Rev. Lett. **74**, 3967 (1995);
- [5.3] D. M. Whittaker, P. Kinsler, T. A. Fisher, M. S. Skolnick, A. Armitage, A. M. Afshar, M. D. Sturge, and J. S. Roberts. Phys. Rev. Lett. **77**, 4792 (1996) ;
- [5.4] A. Laucht, J. M. Villas-Bôas, S. Stobbe, N. Hauke, F. Hofbauer, G. Böhm, P. Lodahl, M.-C. Amann, M. Kaniber, and J. J. Finley. Phys. Rev. B **81**, 241302R (2010);
- [5.5] M. Kaniber, A. Laucht, A. Neumann, M. Bichler, M-C. Amann and J. J. Finley. J. Phys. Condens. Matter **20**, 454209 (2008);
- [5.6] D. Press, S. Götzinger, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, M. Kamp, A. Forchel, and Y. Yamamoto. Phys. Rev. Lett. **98**, 117402 (2007);
- [5.7] M. Winger, T. Volz, G. Tarel, S. Portolan, A. Badolato, K. J. Hennessy, E. L. Hu, A. Beveratos, J. Finley, V. Savona, and A. Imamoglu. Phys. Rev. Lett. **103**, 207403 (2009);
- [5.8] A. Laucht, N. Hauke, J. M. Villas-Bôas, F. Hofbauer, G. Böhm, M. Kaniber, and J. J. Finley. Phys. Rev. Lett. **103**, 087405 (2009).