

**PROPRIEDADES ÓPTICAS E ELÉTRICAS
DE PONTOS QUÂNTICOS
SEMICONDUCTORES DE InAs**

Andreza Germana da Silva

Junho de 2008

**PROPRIEDADES ÓPTICAS E ELÉTRICAS DE
PONTOS QUÂNTICOS SEMICONDUTORES DE
InAs**

Andreza Germana da Silva

Orientador: Prof. Dr. Paulo Sérgio Soares Guimarães

Co-orientador: Prof. Dr. Luiz Alberto Cury

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

Junho de 2008

Ao meu marido e grande companheiro Robert,
e aos meus pais Rosino e Marinalva,
dedico este trabalho.

AGRADECIMENTOS

- A Deus, pelo dom da vida.
- À Universidade Federal de Minas Gerais (UFMG) e ao Departamento de Física, pela oportunidade de realizar o curso.
- Ao CNPq, pela bolsa concedida.
- À FAPEMIG, ao CNPq, ao Instituto do Milênio de Nanociências, à FINEP (CT- Aeronáutica) e à FAPERJ, pelos auxílios e financiamentos indispensáveis para a realização deste trabalho.
- Ao Professor Paulo Sérgio Soares Guimarães pela brilhante orientação, pelos ensinamentos e amizade. Paulo, muito obrigada pela confiança transmitida.
- Ao meu co-orientador, Professor Luiz Alberto Cury, pelos conselhos e amizade.
- Aos colaboradores da PUC-Rio: Patrícia Lustoza, Maurício Pires e Sandra Landi, pelas amostras concedidas para as medidas de transporte e pelas medidas de AFM e STM que muito contribuíram para a compreensão dos resultados experimentais.
- Ao grupo da *University of Sheffield*, em nome dos Professores Maurice S. Skolnick e Abbas Tahraoui, pelas amostras de micropilares.
- Ao Professor Flávio Plentz, pela grande ajuda na montagem do sistema de microluminescência, pelos ensinamentos e pela disponibilidade em nos atender sempre que precisávamos.
- Aos Professores Herbert Vinck Posada e Boris Anghelo Rodriguez, da *Universidad de Antioquia*, e ao estudante de mestrado da UFMG, Carlos Parra, pelos cálculos computacionais que muito contribuíram para o desenvolvimento do trabalho.

- Ao José Maria Villas Bôas e ao Gustavo Vieira, pelas dicas e valiosas sugestões.
- Aos professores e funcionários do Departamento de Física da UFMG, pela colaboração e conhecimentos transmitidos.
- A todos os amigos da física, em especial ao Marcelo Valadares, Weber, Jujuba e Daniel, pelo companheirismo e convivência harmoniosa. Amigo Marcelo, obrigada pelos preciosos momentos de descontração. Weber, obrigada pelos conselhos e por sempre tentar me transmitir serenidade.
- Ao Pablito e ao Silvio, pela grande colaboração nas medidas de micro-luminescência.
- Aos meus amados pais: Rosino e Marinalva, pelo constante incentivo e apoio. A vocês, como forma de agradecimentos, deixo trechos de uma mensagem do escritor Augusto Cury:

“Em nome de todos os filhos do mundo, agradeço a todos os pais por tudo o que fizeram por nós. Obrigado pelos seus conselhos, carinho, broncas e beijos. O amor os levou a correr todos os riscos do mundo por nossa causa. Vocês não deram tudo o que queriam para cada filho, mas deram tudo o que tinham.

Vocês deixaram seus sonhos para que pudéssemos sonhar. Deixaram seu lazer para que tivéssemos alegria. Perderam noites de sono para que dormíssemos tranqüilos. Derramaram lágrimas para que fôssemos felizes... Nossa dívida é impagável. Nós lhe devemos o amor...”

- Ao meu esposo Robert, pelo amor, companheirismo, amizade e paciência durante todos esses anos. Obrigada, meu amor, pelo ombro amigo e pelo apoio incondicional. Te amo.
- Aos meus irmãos e cunhados, pelo incentivo.
- À minha querida avó Maria e aos meus familiares, pelo incentivo constante e pelas orações.
- Agradeço ainda, sem citar nomes, a todos aqueles que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho, reportamos sobre as propriedades ópticas e elétricas de pontos quânticos semicondutores de InAs em duas diferentes situações. Primeiramente, fizemos medidas de magnetotunelamento em multicamadas de pontos quânticos auto-organizados na presença de campos magnéticos de até 12 T. Observamos tunelamento entre estados de pontos quânticos pertencentes à camadas adjacentes e a elevados campos magnéticos, devido ao efeito Zeeman, nós mostramos evidências de tunelamento através de estados quasi-zero dimensionais com polarização de spin. Comprovamos que os fatores g dos pontos quânticos de camadas adjacentes são fortemente afetados pela quantidade de confinamento.

Na segunda parte do trabalho, através de medidas de microluminescência, investigamos pilares únicos de GaAs/AlGaAs contendo pontos quânticos de InAs. Medimos pilares circulares de diferentes diâmetros e estudamos experimentalmente o efeito da orientação do dipolo do ponto quântico sobre a intensidade dos modos fotônicos dos micropilares, dando especial atenção aos modos com mais elevadas energias. Nossos resultados implicam que uma porcentagem dos pontos quânticos em nossos pilares tem um grau significativo de polarização, uma argumentação que foi confirmada experimentalmente.

ABSTRACT

In the present work, we report on the electrical and optical properties of InAs self-assembled quantum dots in two different situations. First, we performed magnetotunneling measurements in stacked self-assembled quantum dot multilayers, with applied magnetic fields up to 12 T. We observe tunneling between quantum dot states in adjacent layers and at high magnetic fields we show evidence of tunneling through Zeeman-split quasi-zero dimensional states. Our results imply that the g factors between quantum dots in adjacent layers are strongly affected by the amount of confinement.

In the second part of the work, we investigated single GaAs/AlGaAs pillars containing InAs quantum dots by microphotoluminescence. We measured circular pillars of different diameters and studied experimentally the effect of the quantum dot dipole orientation on the intensity of the photonic modes of microcavity pillars, with special attention to the higher energy modes. Our results imply that a percentage of the dots in our pillars has a significant degree of linear polarization, an assumption that has been experimentally confirmed.

CONTEÚDO

Resumo	iv
Abstract	v
1 Introdução	1
2 Os pontos quânticos semicondutores	4
2.1 Confinamento quântico	4
2.2 Produção de pontos quânticos	6
2.2.1 Introdução	6
2.2.2 Auto-organização	7
2.2.3 Litografia	10
2.2.4 Campo elétrico modulado	13
2.3 Exemplos de aplicações	14
2.3.1 Introdução	14
2.3.2 Fotodetectores para o infravermelho baseados em nanoestruturas	15
2.3.3 Lasers de pontos quânticos	18
2.3.4 Fontes de fótons únicos	19

3	Magnetotunelamento em pontos quânticos auto-organizados de InAs/InGaAs/InP	21
3.1	Introdução	21
3.2	Metodologia	30
3.2.1	As amostras	30
3.2.2	Montagem experimental	34
3.3	Campo magnético paralelo à direção de crescimento - Resultados e discussão	37
3.3.1	Amostra de referência: multi-poços quânticos de InGaAs/InP	37
3.3.2	Multicamadas de pontos quânticos auto-organizados de InAs/ InGaAs /InP	39
3.4	Campo magnético perpendicular à direção de crescimento - Resultados e discussão	57
3.4.1	Amostra de referência: multi-poços quânticos de InGaAs/InP	57
3.4.2	Multicamadas de pontos quânticos auto-organizados de InAs /InGaAs/ InP	60
3.4.3	Conclusões	67
4	Pontos quânticos em microcavidades semicondutoras	68
4.1	Introdução	68
4.2	Microcavidades semicondutoras	71
4.3	Fabricação dos micropilares	75
4.4	Modos nos micropilares	78

4.5	Efeito Purcell	81
4.6	Fator de qualidade dos micropilares	85
4.7	Aplicações	89
5	Microluminescência em micropilares semicondutores	92
5.1	Introdução	92
5.2	Metodologia	94
5.2.1	As amostras	94
5.2.2	Montagem experimental	95
5.3	Emissão de pontos quânticos individuais de InAs inseridos em micropilares	98
5.3.1	Variação da potência	100
5.3.2	Variação da temperatura	106
5.4	Influência da orientação do dipolo do ponto quântico sobre a eficiência de emissão dos modos	112
5.5	Modos em micropilares de diferentes diâmetros e fator de qualidade	124
5.6	Conclusões	137
6	Conclusões gerais	139
	Bibliografia	143

Introdução

A redução da dimensionalidade do movimento de elétrons em nanoestruturas quânticas possibilita o surgimento de novos fenômenos na física dos semicondutores. Além disso, novos conceitos de dispositivos passam a ser considerados permitindo o aperfeiçoamento na performance de transistores e lasers [1]. Dentro deste contexto, os pontos quânticos (QDs, *quantum dots*) combinam dois termos muito contemporâneos. Primeiro, eles possuem tamanhos nanométricos em todas as três dimensões. Segundo, eles podem ser produzidos por auto-organização, ou seja, sob certas condições experimentais eles crescem espontaneamente [2].

Durante a última década, muita atenção tem sido dedicada ao estudo das propriedades estruturais, ópticas e eletrônicas dos pontos quânticos auto-organizados (SAQD - *Self-assembled quantum dot*) [3, 4]. Em particular, trabalhos muito interessantes de transporte através de pontos quânticos auto-organizados, revelando os estados eletrônicos, têm sido relatados, sejam por medidas de capacitância [5, 6], sejam por medidas de magnetotunelamento [7, 8, 9, 10]. Os pontos quânticos mais estudados até hoje são obtidos pelo método chamado Stranski-Krastanov [11]. Dentre os fatores positivos dos pontos quânticos obtidos por essa técnica destacam-se: elevada eficiência de emissão, níveis de energia discretos e bem espaçados, elevadas densidades

de área, e sua inclusão em uma matriz semicondutora, o que permite uma integração com outros dispositivos [12]. Outra importante e interessante propriedade dos pontos quânticos auto-organizados é que, devido ao fenômeno de auto-alinhamento, multicamadas de pontos quânticos alinhados, formando “pilhas” de pontos quânticos, podem ser crescidas [13, 14].

As estruturas de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados têm sido intensamente estudadas nos últimos anos para a fabricação de fotodetectores no infravermelho [15, 16]. Essas estruturas também apresentam grande interesse para a investigação dos processos de tunelamento entre estados quasi-zero dimensionais.

Mais recentemente, emerge o interesse na pesquisa de estruturas que confinam fótons na forma de cavidades planas, micropilares e cristais fotônicos [17]. As microcavidades ópticas confinam a luz em volumes pequenos, com dimensões comparáveis ao comprimento de onda da luz no material. Dispositivos baseados em microcavidades ópticas já são indispensáveis em uma vasta faixa de aplicações e estudos. Em dispositivos ópticos quânticos, átomos ou pontos quânticos inseridos em microcavidades podem emitir fótons espontaneamente em uma determinada direção [18].

Neste trabalho serão apresentados os resultados que foram obtidos durante o curso de doutorado. Tratam-se de trabalhos distintos, mas que possuem uma característica em comum: pontos quânticos semicondutores auto-organizados de InAs. Na primeira parte do trabalho, são apresentados os resultados das medidas de magnetotunelamento realizadas em amostras de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados de InAs/InGaAs/InP, para duas configurações de campo magnético: paralelo e perpendicular à direção de crescimento da amostra. Na segunda parte do trabalho, são apresentados os resultados das medidas de microluminescência, de pontos quânticos

de InAs /GaAs, em pilares circulares da ordem de micrômetros de diâmetro. No capítulo 2, é feita uma revisão sobre o assunto em comum das duas partes do trabalho: pontos quânticos semicondutores, e são citadas algumas possíveis aplicações de estruturas com pontos quânticos.

No capítulo 3 são descritos a metodologia experimental e os resultados obtidos das medidas de magnetotunelamento em multicamadas de pontos quânticos de InAs. No capítulo 4 são apresentados alguns conceitos principais de pontos quânticos em microcavidades semicondutoras e no capítulo 5 são apresentados a metodologia experimental e os resultados das medidas de microluminescência em micropilares. E por fim, no capítulo 6, são tecidas conclusões gerais sobre o trabalho.

Os pontos quânticos

semicondutores

2.1 Confinamento quântico

No início do século XX a introdução do conceito de uma “estrutura de banda” eletrônica para um sólido cristalino ideal por Felix Bloch (1928), que recebeu o prêmio Nobel de Física em 1952 por estes estudos, representou uma revolução no mundo da física dominada até então por pesquisas sobre átomos. Nos átomos as energias de ligações dos elétrons são discretas e precisamente definidas dentro do princípio de incerteza de Heisenberg. Quando os átomos são colocados juntos de forma organizada para formar um cristal, eles interagem entre si e as funções de onda de seus elétrons se superpõem, dando origem a conjuntos quase contínuos de estados possíveis e energeticamente distintos, resultando em bandas de energia, densidade de estados contínuos, e *gap*. A energia do *gap* (E_g) é aquela necessária para retirar um elétron da banda de valência (BV) para a banda de condução (BC) [19].

Em um semicondutor *bulk* (3-D), a densidade de estados $\rho(E)$ é uma função contínua dentro da banda de energia, como pode ser visto na Figura 2.1 (a). Porém, se qualquer uma das dimensões do *bulk* (3-D) forem

reduzidas a espessuras da ordem do comprimento de onda do elétron, limitando o movimento eletrônico em uma das direções espaciais, verifica-se que ocorre uma mudança na densidade de estados de energia permitidos, pois o confinamento altera os estados de energia que o elétron pode ocupar [20].

Na Figura 2.1 (b), temos o caso em que o movimento é limitado somente em uma das direções, ou seja, os portadores estão livres para se mover em duas dimensões. Estes são os chamados poços quânticos (2-D). Se continuarmos limitando as dimensões, como representado nas Figuras 2.1 (c) e 2.1 (d), teremos, respectivamente, os fios quânticos (1-D) e os pontos quânticos (0-D) [3, 16, 20].

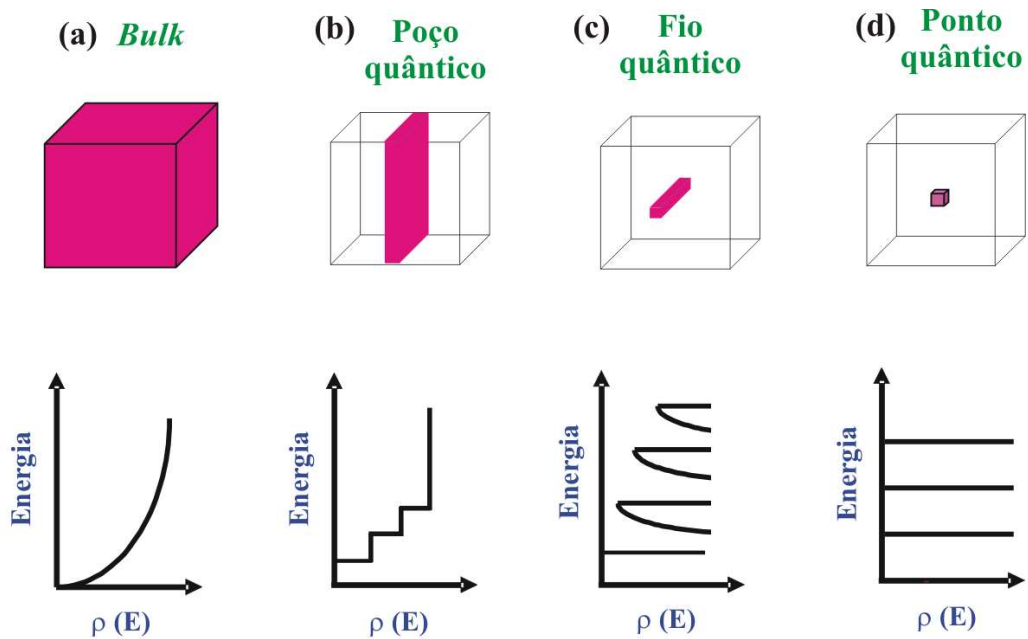


Figura 2.1: Representação esquemática das mudanças de densidades de energia em função do confinamento quântico.

No caso dos fios quânticos (1-D), a densidade de estados é caracterizada por singularidades [21]. Já a densidade de estados dos pontos quânticos, diferente dos outros, é discreta e tem características similares a de átomos.

Por isso, são muitas vezes chamados de átomos artificiais. Os pontos quânticos típicos têm poucos nanômetros de diâmetros e são formados por poucos milhares de átomos.

O confinamento nas três direções do espaço, que dá origem aos pontos quânticos, implica em uma completa localização dos elétrons, como nos átomos, tanto que algumas de suas propriedades assemelham-se à de um elétron confinado em uma caixa. Além disso, a redução do tamanho dos pontos, nas três direções espaciais, faz com que os portadores de carga sofram um confinamento quântico ainda maior, o que causa um aumento do *gap* de energia. Ou seja, quanto menor é o tamanho do ponto quântico, maior é o *gap* em energia.

2.2 Produção de pontos quânticos

2.2.1 Introdução

O rápido desenvolvimento nas técnicas de crescimento epitaxial, juntamente com o progresso nos métodos de litografia, têm aberto novas possibilidades para a criação artificial de sistemas físicos ultra pequenos com propriedades que podem ser controladas [22].

Desde os anos 80, o crescente progresso nas técnicas laboratoriais tem permitido um completo confinamento de elétrons em pequenas caixas artificialmente construídas com dimensões da ordem de poucos nanômetros, os já mencionados pontos quânticos. A forma dos pontos quânticos e suas várias outras propriedades podem ser modeladas, dependendo somente da maneira como eles são produzidos. Nesta seção, descreveremos de forma sucinta, três métodos utilizados para a produção de pontos quânticos, sendo eles: auto-

organização, litografia e campo elétrico modulado [23].

2.2.2 Auto-organização

Quando queremos crescer um material (Material A) sobre outro (Material B), como representado esquematicamente na Figura 2.2 (a), e estes possuem parâmetros de redes (distância entre planos cristalinos vizinhos) diferentes, três principais mecanismos de crescimento têm sido identificados: Frank-van der Merwe, Volmer-Weber e Stranski-Krastanov [2, 3].

O regime Frank-van der Merwe [24], ou crescimento 2-D, ocorre quando o material e o substrato sobre o qual ele é crescido possuem a mesma estrutura cristalina e um parâmetro de rede muito parecido ou idêntico, o crescimento é dito ser coerente [25], ou seja, o material depositado adota o mesmo parâmetro de rede do substrato e o filme cresce camada por camada (Figura 2.2 (b)). Já nos regimes Stranski-Krastanov e Volmer-Weber [11, 26], o material a ser crescido possui um parâmetro de rede consideravelmente diferente daquele do substrato, e fenômenos diferentes são observados.

No crescimento do tipo Volmer-Weber, também conhecido por crescimento 3-D ou por crescimento de ilhas, que pode ser visto na Figura 2.2 (c), ocorre uma nucleação de pequenos aglomerados (*clusters*) diretamente sobre o substrato. Neste caso as partículas têm energia de ligação maior entre si do que com o substrato, de modo que se aglutinam em núcleos sobre o substrato, crescendo gradualmente até a coalescência.

No modo de crescimento denominado de Stranski-Krastanov, a camada em crescimento assume o parâmetro de rede do substrato, surgindo assim, uma tensão mecânica que aumenta à medida em que a quantidade de material depositada é aumentada. Mesmo sob tensão, o crescimento ainda é coerente

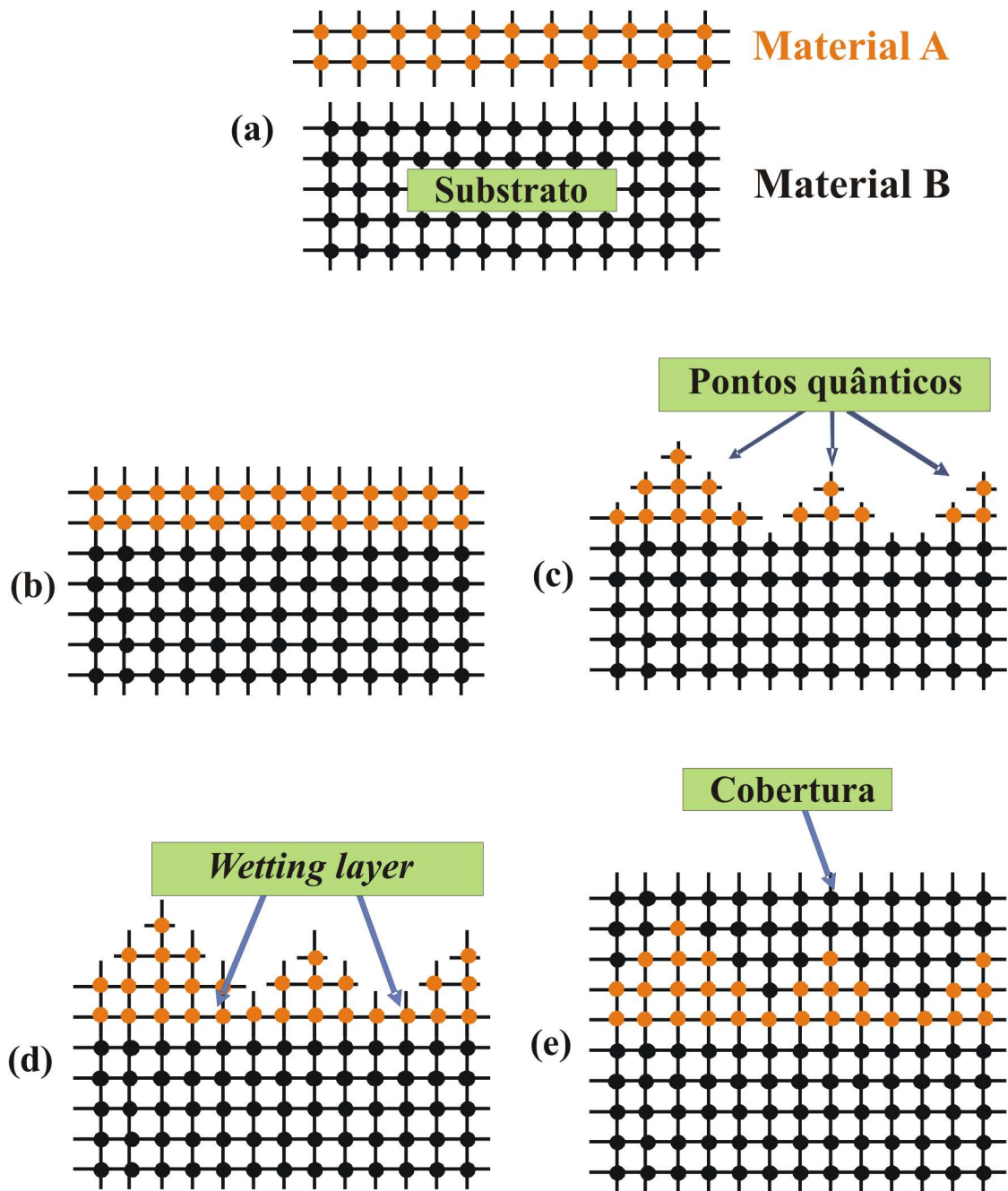


Figura 2.2: (a) Representação das ligas do substrato, Material B, e do filme a ser crescido, Material A. (b) Modo de crescimento Frank-van der Merwe (FW). (c) Modo de crescimento Volmer-Weber (VW). (d) Modo de crescimento Stranski-Krastanov (SK). (e) QDs cobertos.

e a camada crescida tem parâmetro de rede idêntico ao do substrato. Entretanto, em uma certa espessura crítica, que depende dos materiais do substrato e o que está sendo crescido, e também das condições de crescimento, a tensão não pode mais ser mantida pelas camadas epitaxiais e ocorre a formação de pequenas ilhas tridimensionais, relaxando a tensão que não pode mais ser mantida pela camada epitaxial 2-D. Após a relaxação, estas ilhas assumem o parâmetro de rede do material do qual elas são constituídas, como indicado na Figura 2.3. Essas pequenas ilhas são os chamados pontos quânticos (QDs, *quantum dots*) e a fina camada depositada sobre o substrato, como apresentado na Figura 2.2 (d), situada logo abaixo dos pontos quânticos recebe o nome de *wetting layer* ou camada molhante [3, 20, 22].

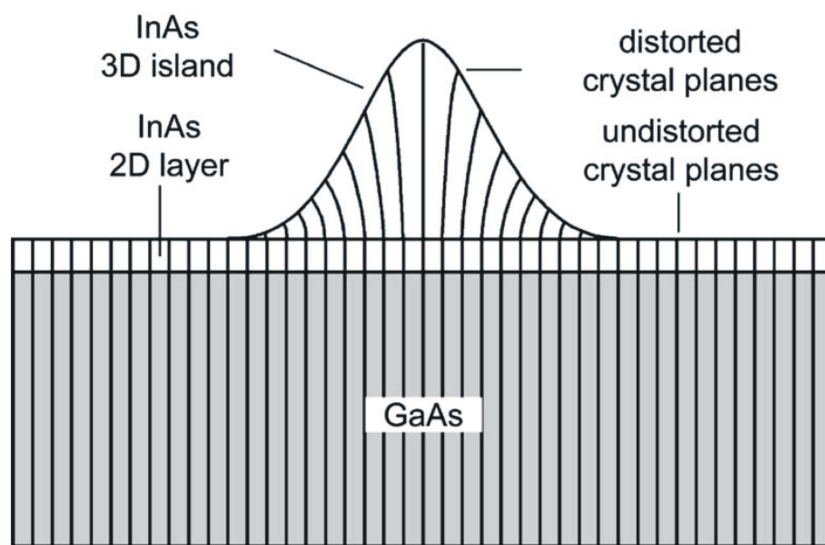


Figura 2.3: Representação esquemática mostrando a relaxação do parâmetro de rede durante o processo de crescimento de pontos quânticos auto-organizados. Imagem reproduzida da referência [27].

O crescimento pelo modo Stranski- Krastanov consiste na combinação dos dois modos anteriormente citados pois após a formação de uma ou duas monocamadas atômicas com crescimento 2-D, o crescimento passa para o

modo 3-D. Depois de formados os pontos quânticos, pode-se, como mostrado na Figura 2.2 (e), retornar ao crescimento do material do substrato, cobrindo os mesmos.

Pontos quânticos auto-organizados podem ser crescidos por MBE (*molecular beam epitaxy*) ou por MOCVD (*metal organic chemical vapor deposition*) para uma grande variedade de materiais semicondutores como: In(Ga)-As/GaAs, InP/InGaP, GaSb/GaAs, InSb/GaSb, Si(Ge)/Si, InAs/Si, InAlAs/AlGaAs, InAs/InGaAs e também com materiais dos grupos II/VI e IV/VI [3, 28, 29].

2.2.3 Litografia

No final dos anos 80 Reed e colaboradores fabricaram os primeiros pontos quânticos a partir de uma estrutura contendo um gás de elétrons bidimensional, utilizando a técnica de litografia [23, 30, 31]. Na Figura 2.4 pode ser visto um esquema ilustrativo dos passos do processo utilizado para fabricação de pontos quânticos por meio desta técnica.

Como pode ser visto na Figura 2.4 (a), o passo inicial para a fabricação dos pontos quânticos consiste em cobrir por completo a superfície de uma amostra, que contém um ou mais poços quânticos, com uma camada de polímero e então expor parcialmente esta camada. O padrão exposto é o que gerará a forma da nanoestrutura que se deseja fabricar. Diferente do que normalmente é feito nos casos de litografia mais comuns, a camada polimérica não é exposta à luz visível, pois se deseja elevadas resoluções devido às dimensões necessárias para se construir um ponto quântico. Neste caso, portanto, são utilizados feixes de elétrons (litografia por feixe de elétrons) ou feixes de íons (litografia por feixe de íons).

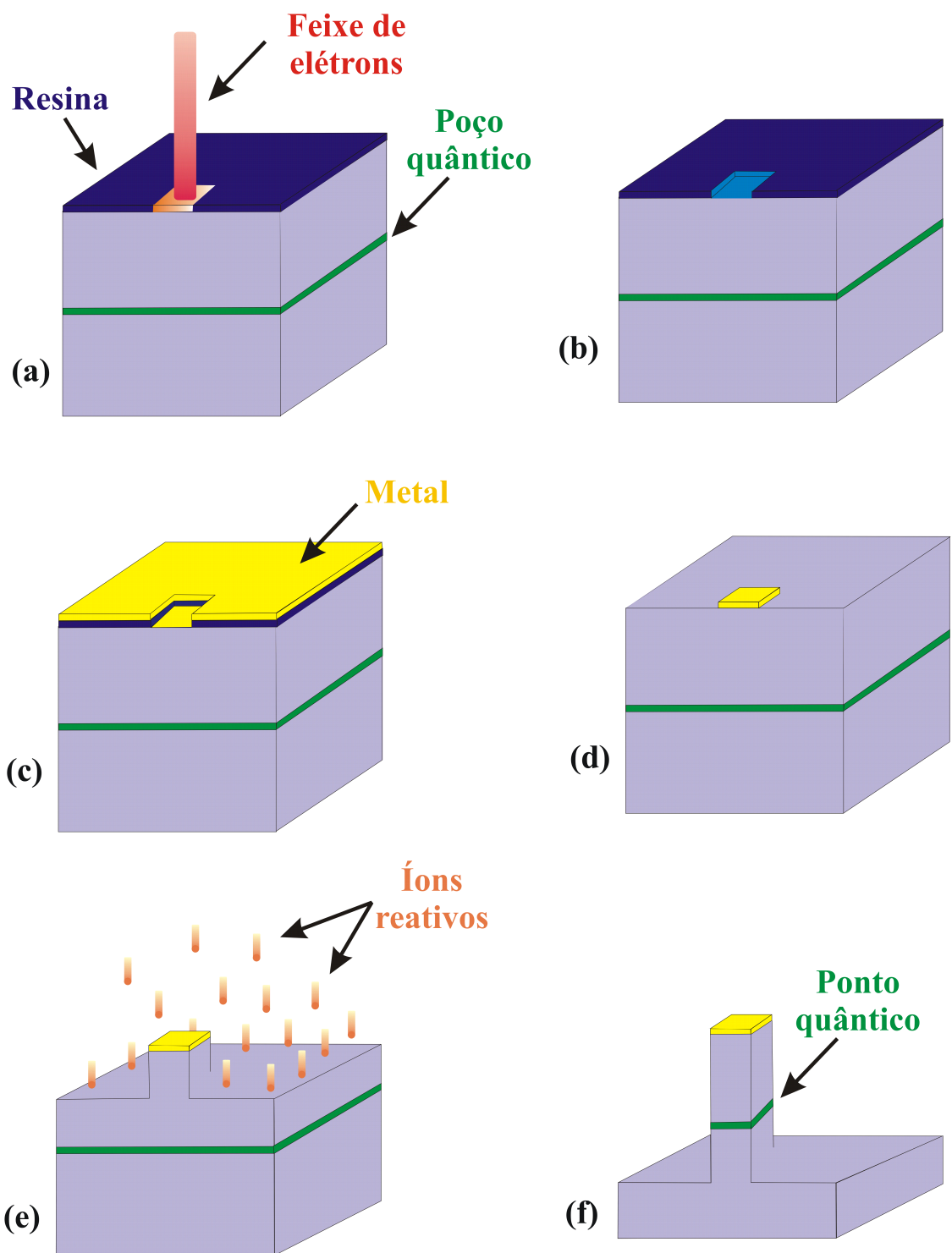


Figura 2.4: Processo de fabricação de pontos quânticos utilizando litografia.

O próximo passo é remover a área exposta com um solvente apropriado (Figura 2.4 (b)). Após a remoção, toda a superfície da amostra é recoberta por uma fina camada metálica (Figura 2.4 (c)). Novamente, utilizando uma solução adequada, o filme de polímero restante e a fina camada metálica que o cobre são removidos. Como mostrado na Figura 2.4 (d), somente a área da amostra previamente exposta é que permanece com a fina camada metálica e o restante da amostra fica completamente limpo.

A Figura 2.4 (e) mostra o próximo e último passo que é o *etching* (corrosão química) das áreas não protegidas pela camada metálica. Após o *etching*, finos pilares são criados, produzindo, assim, pontos quânticos individuais (Figura 2.4 (f)). Desta forma, o movimento dos elétrons que estavam confinados inicialmente somente ao longo da direção de crescimento, devido ao poço quântico, é restrito agora, também, à pequenos pilares com diâmetros da ordem de 10 a 100 nm [23].

A facilidade em produzir poços quânticos finos e homogêneos faz do GaAs o material mais utilizado na fabricação de pontos quânticos por meio da técnica de litografia. Na Figura 2.5 é mostrado um exemplo de pontos quânticos individuais quadrados, com laterais de 300 nm, obtidos por litografia, a partir de um poço quântico de GaAs/AlGaAs [32].

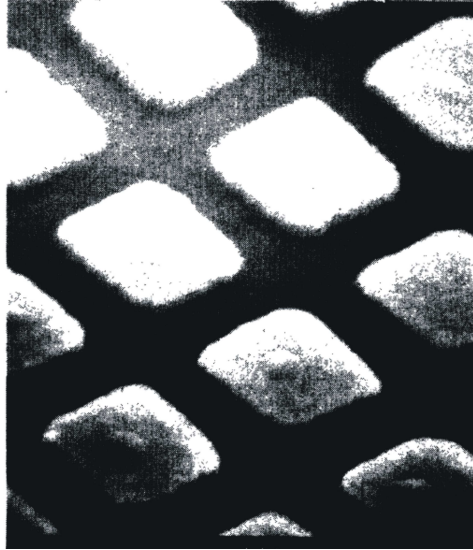


Figura 2.5: Imagem de microscopia eletrônica de varredura de pontos quânticos individuais quadrados, com laterais de 300 nm, obtidos por meio da técnica de litografia, a partir de um poço quântico de GaAs/AlGaAs. Imagem reproduzida da referência [32].

2.2.4 Campo elétrico modulado

Na Figura 2.6 pode ser visto um exemplo de ponto quântico produzido por uma outra técnica que também é bastante utilizada para se obter um confinamento nas três direções espaciais. Esta técnica, denominada de campo elétrico modulado, consiste na fabricação de eletrodos de dimensões micrométricas ou mesmo menores, por meio de técnicas de litografia, sobre a superfície de uma amostra contendo um poço quântico. A aplicação de uma voltagem apropriada nos eletrodos produz um campo elétrico espacialmente modulado, o qual localiza os elétrons dentro de uma pequena área. Uma das vantagens dessa técnica é que o confinamento lateral criado não apresenta defeitos de bordas, o que por outro lado é uma característica de estruturas produzidas quando se utiliza *etching* [22].

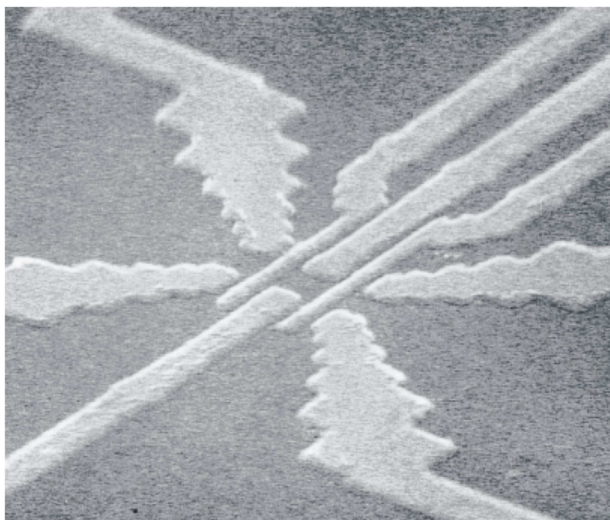


Figura 2.6: Ponto quântico produzido por um campo elétrico modulado. Os quatro eletrodos internos localizam os elétrons e os quatro eletrodos externos, servem como contatos para que os elétrons possam tunelar para dentro ou para fora do ponto quântico. Imagem reproduzida da referência [31].

Em estruturas formadas por essa técnica é possível controlar muitas das variáveis que definem um ponto quântico, como por exemplo, tamanho do ponto e número de elétrons confinados. Semelhantes sistemas são ideais para testes de problemas de mecânica quântica de livros textos, tais como: propriedades de estados zero dimensionais ou a probabilidade de elétrons tunelar através de barreiras.

2.3 Exemplos de aplicações

2.3.1 Introdução

Assim como nos átomos, como já mencionado, os pontos quânticos semicondutores apresentam estados discretos de energia e por esse motivo, o com-

primento de onda da radiação que é emitida ou absorvida em transições eletrônicas internas é bem definido. Portanto, existe uma vasta faixa de aplicações para estas estruturas como, por exemplo, podem ser utilizadas na fabricação de lasers e fotodetectores. Mas não é só na física aplicada que os pontos quânticos vêm despertando grande interesse. Os pontos quânticos semicondutores, diferente dos átomos, podem ser manipulados de tal forma que o potencial de confinamento dos portadores de carga e a energia de transição sejam modificados. Além disso, a quantidade de portadores pode, também, ser controlada. E, talvez, o mais importante: eles estão fixos no espaço, integrados em um material semiconductor, não havendo necessidade de lasers ultra-estabilizados para localiza-los no espaço e no tempo, como ocorre com átomos. Esta versatilidade faz com que os pontos quânticos semicondutores sejam sistemas de grande interesse no estudo da física fundamental, sendo este o objetivo principal do nosso trabalho.

Nesta seção, a título de motivação tecnológica para os nossos estudos, daremos exemplos de aplicações de algumas estruturas bem específicas, que têm pontos quânticos semicondutores em sua composição.

2.3.2 Fotodetectores para o infravermelho baseados em nanoestruturas

O desenvolvimento de fotodetectores para o infravermelho médio baseados em pontos quânticos tem despertado muito interesse devido às suas diferentes aplicações [12, 16, 28, 33, 34]. Além das aplicações militares, o imageamento no infravermelho pode ser utilizado, por exemplo, no combate a incêndios florestais, pois com este tipo de detector pode-se ver através das fumaças e os focos de incêndios podem então ser detectados. Na medicina, o uso de

fotodetectores no infravermelho tem ganhado destaque, pois o imageamento térmico tem sido usado como técnica auxiliar no diagnóstico do câncer de pele e de mama.

Os fotodetectores hoje comercialmente disponíveis para a faixa de 2 a 20 μm são baseados ou em estruturas semicondutoras II-VI (ligas de telureto de mercúrio e cádmio-MCT), ou em estruturas de poços quânticos múltiplos, denominados QWIPs. No primeiro caso, a transição utilizada é a banda-banda, porém as ligas de *gap* muito pequeno, necessárias para essa faixa de comprimentos de onda, são pouco rijas, quebrando com facilidade durante o processamento. Nestes materiais, a fabricação de estruturas de formas uniformes é bastante lenta e difícil. Já os QWIPs se baseiam em transições intra-bandas em poços quânticos múltiplos. Entretanto, eles apresentam a desvantagem de que a transição intra-banda é proibida para radiação incidente perpendicularmente [12, 28].

Em função disso é que os detectores baseados nas transições intra-bandas mas feitos com pontos quânticos, os QDIPs (*quantum dots infrared photodetectors*), têm sido intensivamente estudados. O fato dos pontos quânticos possuírem um confinamento tridimensional torna a transição intra-banda permitida para a incidência normal. Os QDIPs devem funcionar, também, a temperaturas mais elevadas que os QWIPs por apresentarem uma corrente de escuro menor existindo, portanto, a possibilidade de serem operados em temperaturas ambientes [16, 28].

Uma desvantagem encontrada nos QDIPs é a dificuldade de se prever com precisão o comprimento de onda de operação do detector, pois as formas e tamanhos dos pontos quânticos auto-organizados, que determinam diretamente os níveis de energia eletrônicos, dependem das condições de crescimento.

Para contornar essas dificuldades foi proposta uma estrutura alternativa onde os pontos quânticos auto-organizados são inseridos em poços quânticos [33, 35], os chamados D-WELL, sendo possível controlar o espaçamento entre os níveis de energia apenas variando a composição e/ou a espessura do poço de potencial.

Nas nossas medidas de magnetotunelamento, cujos resultados serão apresentados no capítulo 3, estamos utilizando esse tipo de estrutura. As amostras foram crescidas pelo grupo do Laboratório de Semicondutores do CETUC, da PUC-Rio, coordenado pela Profa. Patrícia Lustoza de Souza. Utilizou-se pontos quânticos de InAs sobre liga de InGaAs casada (com o mesmo parâmetro de rede) com InP, a qual origina uma estrutura de banda de condução conforme apresentada na Figura 2.7.

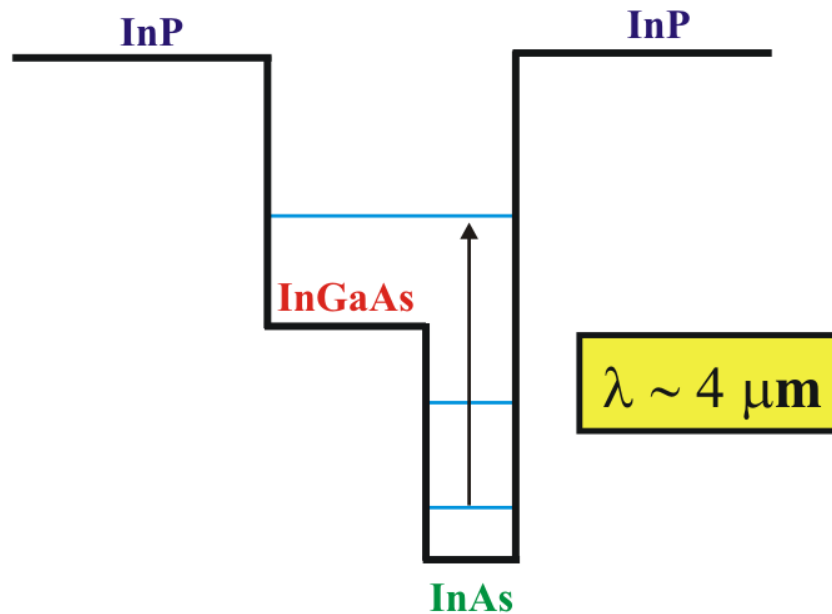


Figura 2.7: Perfil do fundo da banda de condução para a estrutura D-WELL.

2.3.3 Lasers de pontos quânticos

As características da luz emitida pelos lasers os tornam ferramentas importantes em vários campos, como telecomunicações, medicina, indústria e pesquisas científicas [36], e os lasers semicondutores atualmente são componentes chave em uma vasta faixa de produtos tecnológicos extensivamente usados.

Nos anos 70, C. Henry e R. Dingle [37] anunciaram as vantagens do uso de poços quânticos como camada ativa nos já conhecidos lasers semicondutores. O confinamento dos portadores e a natureza da densidade de estados eletrônicos poderiam resultar em dispositivos mais eficientes operando a menores correntes de *threshold* (limiar de operação) do que os lasers com o semicondutor *bulk* como camada ativa. Além disso, o uso de poços quânticos, com transições discretas de energia dependendo das dimensões do poço quântico (espessura), forneceria uma maneira de ajustar o comprimento de onda da luz fornecida pelo material.

Os benefícios de se usar pontos quânticos como camada ativa foram propostos nos anos 80 por Arakawa e Sakaki [38]. Eles anunciaram que os lasers de pontos quânticos poderiam exibir uma performance que dependeria menos da temperatura do que os lasers semicondutores existentes até então, e que estes não degradariam a temperaturas mais elevadas, além de reduzirem ainda mais as correntes de *threshold*. A vantagem de se ajustar o comprimento de onda de emissão, antecipada nos lasers de poços quânticos, foi amplamente estendida com o uso de pontos quânticos, pois no caso dos pontos é possível ajustar seu tamanho e sua composição sobre um dado substrato. Entretanto, as vantagens de operação do laser de pontos quânticos depende não apenas do tamanho absoluto das nanoestruturas na região ativa,

mas também da uniformidade de tamanhos dos pontos quânticos da camada ativa. Uma larga distribuição de tamanhos alteraria a densidade de estado, produzindo comportamentos similares aos observados no material *bulk*.

Desde meados dos anos 80 buscavam-se maneiras de se construir lasers de pontos quânticos. Os primeiros testes foram feitos a partir de estruturas de lasers de poços quânticos, construindo padrões usando processos de litografia. Entretanto, esses processos geravam elevadas densidades de defeitos na região ativa, as quais influenciavam a performance do laser [39]. Foi somente com o desenvolvimento de pontos quânticos auto-organizados que se tornou possível a construção do primeiro laser de pontos quânticos [40], sendo reportado o primeiro laser de pontos quânticos auto-organizados no ano de 1994. Para uma revisão veja [12].

2.3.4 Fontes de fótons únicos

Ao contrário dos lasers de pontos quânticos, que envolvem grande número de pontos quânticos, a aplicação de pontos quânticos individuais em dispositivos vem despertando um crescente interesse nos últimos anos principalmente no campo de óptica quântica [12]. Este interesse se concentra principalmente na fabricação de geradores de fótons únicos capazes de emitir pulsos de fótons individuais sob demanda, com intervalos de tempo determinados, o que tem sido por anos um grande desafio. O crescente interesse em produzir fótons únicos se dá em virtude de sua aplicação na criptografia quântica para codificar informações e, também, na possibilidade de auxiliar no desenvolvimento da computação quântica, onde cada *bit* de informação é codificado por um único fóton [41].

Os primeiros trabalhos experimentais mostrando que pontos quânticos

auto-organizados representam uma eficiente origem de fótons únicos começaram a ser publicados no ano de 2000 [42, 43, 44]. Os pontos quânticos auto-organizados apresentam, também, a vantagem de poderem ser incorporados em microressonadores, permitindo, assim, uma eficiente extração de fótons devido ao Efeito Purcell [45, 46], efeito que será tratado em mais detalhes no capítulo 4.

Magnetotunelamento em pontos quânticos auto-organizados de InAs/InGaAs/InP

3.1 Introdução

Campos magnéticos têm sido muito utilizados na investigação de pontos quânticos auto-organizados (SAQDs). Entretanto, a maioria das investigações experimentais dos efeitos do campo magnético sobre os estados eletrônicos dos SAQDs emprega técnicas ópticas e portanto, os estados observados são na verdade estados de éxcitons, o que dificulta a observação das contribuições dos elétrons e buracos separadamente. Experimentos de transporte em semelhantes estruturas permite-nos medir, separadamente, os estados de elétrons e buracos.

Mesmo existindo na literatura estudos de magnetotunelamento em pontos quânticos isolados e magnetotunelamento entre duas camadas de pontos quânticos [7, 10], não há, até o momento, relatos de investigações de

tunelamento na presença de campo magnético em multicamadas de pontos quânticos auto-organizados, nos quais pode-se estudar tunelamento sequencial ressonante.

No caso de multicamadas de pontos quânticos, antes de se analisar os efeitos que o campo magnético provoca na corrente de tunelamento, temos que levar em consideração alguns fenômenos que são observados na estrutura quando se cresce uma camada de pontos quânticos sobre outra. Por exemplo, é bem conhecido que os pontos quânticos aumentam gradativamente de tamanho, da base ao topo, quando as camadas são crescidas uma sobre a outra, ou seja, os pontos quânticos das camadas anteriores são menores em tamanho do que os pontos quânticos das camadas seguintes [13, 47, 48], como mostrado na imagem de TEM (*Transmission Electron Microscopy*) e representado esquematicamente na Figura 3.1. Ledentsov e colaboradores mostraram que para pontos quânticos de InAs sobre GaAs, no caso de finas barreiras, o tamanho lateral dos pontos quânticos da base ao topo aumentam de aproximadamente 11 nm para aproximadamente (17 ± 1) nm [14].

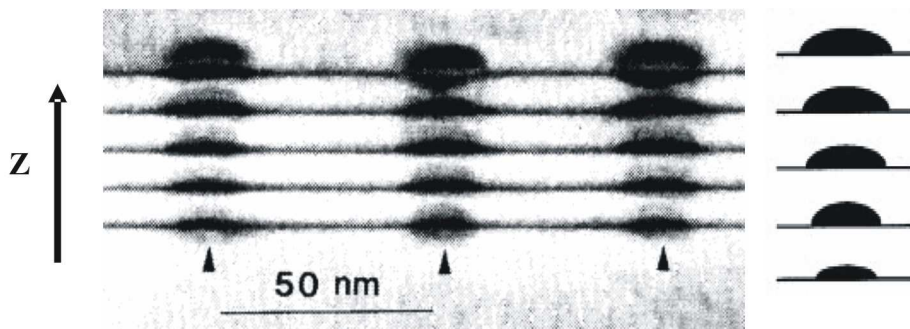


Figura 3.1: Imagem de TEM de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados de InAs/GaAs [13].

Os efeitos de um campo magnético externo sobre os níveis de energia dos pontos quânticos têm sido investigados teórica e experimentalmente para

pontos quânticos de vários tipos e formas. O campo magnético [49] altera o momento linear total dos elétrons \vec{p} , que é substituído por $\vec{p} - e\vec{A}$, onde e é a carga do elétron e \vec{A} é o potencial vetor do campo magnético.

O spin do elétron interage com o campo magnético e a quantidade

$$g\mu_B\vec{\sigma}\cdot\vec{B} \quad (3.1)$$

é adicionada à energia da partícula. Nesta equação μ_B é o magnéton de Bohr e g é o fator de Landé. O operador $\vec{\sigma}$ tem os autovalores $\pm\frac{1}{2}$.

Logo, na presença de um campo magnético externo, o Hamiltoniano a ser investigado para os elétrons, desconsiderando qualquer efeito de *strain* nos pontos quânticos, será:

$$H = \frac{1}{2m_e^*}(\vec{p} - e\vec{A})^2 + V_{conf}(x, y, z) + g\mu_B\vec{\sigma}\cdot\vec{B}, \quad (3.2)$$

onde $V_{conf}(x, y, z)$ é o potencial devido ao confinamento do ponto quântico e m_e^* é a massa efetiva do elétron.

Têm-se resolvido exatamente a equação de Schroedinger do sistema [9, 50] para um campo magnético aplicado paralelo à direção de crescimento de pontos quânticos com simetria cilíndrica. Neste caso, os resultados obtidos para os estados de energia do ponto quântico em função do campo magnético são [50]:

$$E = E_0 + \frac{e\hbar}{2m_e^*}(\mathbf{m}_L + \mathbf{m}_S)B + \gamma\frac{e\hbar}{2m_e^*}\langle r^2 \rangle B^2, \quad (3.3)$$

onde E_0 é a energia na ausência de um campo magnético aplicado, \mathbf{m}_L é o número quântico magnético orbital, $\mathbf{m}_S = \pm\frac{1}{2}$ é o número quântico magnético de spin, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ é a coordenada do elétron no plano perpendicular ao campo magnético, $\langle r^2 \rangle$ é o valor esperado de r para o estado que está sendo

considerado e γ é um fator geométrico que é igual a 2 para estados com simetria esférica. O segundo termo do lado direito da equação 3.3 representa o Efeito Zeeman e o último termo, o deslocamento diamagnético.

No caso do efeito Zeeman para o estado de mais baixa energia, $\mathbf{m}_L=0$, como o campo magnético (B) quebra a degenerescência dos níveis de energia, a diferença em energia entre os níveis eletrônicos de spin é dada por:

$$\Delta E = g\mu_B B. \quad (3.4)$$

Os efeitos de campos magnéticos em pontos quânticos parabólicos de InGaAs/GaAs foram investigados por Rinaldi e colaboradores através de medidas de magnetoluminescência [50]. Eles apresentaram interpretações teóricas e as primeiras medidas quantitativas bem resolvidas da quebra de degenerescência de estados de pontos quânticos com diferentes números quânticos de momento angular, induzida por um campo magnético externo.

Itskevich e colaboradores investigaram o deslocamento diamagnético de pequenos pontos quânticos auto-organizados de InAs/GaAs [51]. Eles observaram que para campos magnéticos paralelos à direção de crescimento, o deslocamento das linhas de fotoluminescência segue uma função quadrática em relação ao campo magnético, para campos com intensidades de até 23 T.

Estudos de fotoluminescência na presença de campos magnéticos de até 8 T, em pontos quânticos de diferentes tamanhos de In_{0.1}Ga_{0.9}As/GaAs feitos por litografia revelando um aumento da diferença de energia entre os níveis de spin, ou seja, do spin *splitting* com a diminuição do tamanho dos pontos quânticos, foram reportados por Bayer e colaboradores [52].

Já os experimentos de magnetotunelamento têm sido freqüentemente usados para se observar diretamente o spin *splitting* de pontos quânticos individuais de InAs, em amostras com apenas uma camada de pontos quânticos

auto-organizados, e medir o fator g (fator de Landé) do estado fundamental dos pontos quânticos [9, 53, 54, 55, 56].

Na Figura 3.2 é mostrado um diagrama esquemático da banda de condução de uma estrutura com pontos quânticos de InAs/AlAs, em uma estrutura de barreira única de GaAs/AlAs/GaAs, com uma voltagem (V) aplicada entre os contatos da amostra. Este é o tipo de estrutura mais empregado em medidas de magnetotunelamento para se verificar o efeito Zeeman. Quando somente uma camada de pontos quânticos auto-organizados é investigada, a corrente passará por tunelamento através dos níveis do ponto quântico quando for aplicada entre os contatos da amostra uma voltagem tal que um estado ocupado do emissor entre em ressonância com um nível do ponto quântico. Tunelamento ressonante através de pontos quânticos auto-organizados de InAs individuais são relatados por [8, 9].

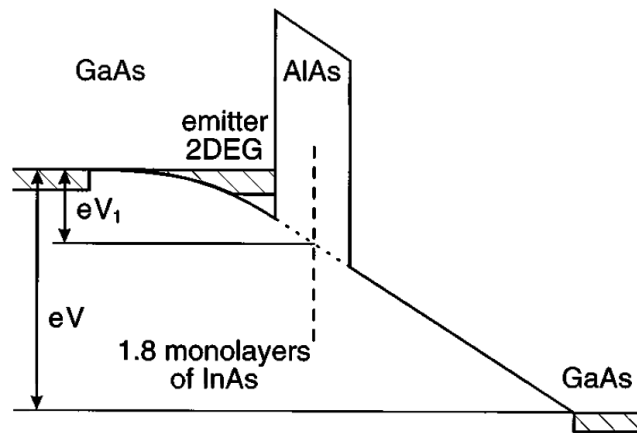


Figura 3.2: Diagrama esquemático da banda de condução de uma estrutura com pontos quânticos de InAs/AlAs com uma voltagem (V) aplicada entre os contatos da amostra. Imagem reproduzida da referência [9].

Quando somente uma camada de ponto quântico está envolvida no processo de tunelamento é possível medir diretamente o fator g de Landé. Como pode ser visto na Figura 3.3, onde se utilizou nas medidas uma estrutura

contendo apenas uma camada de pontos quânticos (semelhante à estrutura apresentada na Figura 3.2), a separação (*splitting*) que ocorre entre os níveis de energia com diferentes componentes de spin na presença do campo magnético leva a picos de corrente nas nas curvas corrente-voltagem ($I-V$) separados por ΔV .

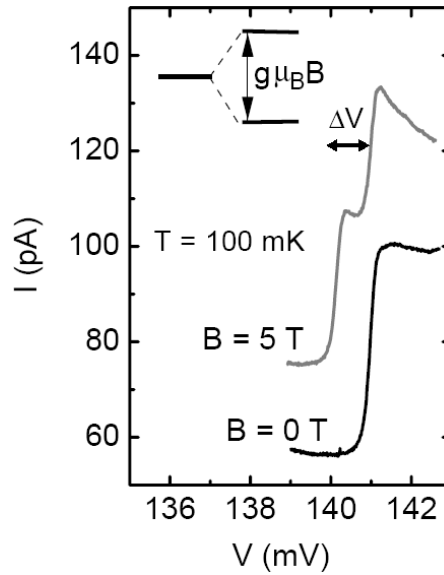


Figura 3.3: Curvas corrente-voltagem ($I-V$) na ausência de campo magnético ($B = 0$ T) e na presença de um campo magnético ($B = 5$ T) aplicado paralelo à direção de crescimento da amostra. Imagem reproduzida da referência [57].

O *splitting* ΔV observado nas curvas $I-V$ é uma função linear de B e é dado por:

$$e\alpha\Delta V = \Delta E. \quad (3.5)$$

A constante de proporcionalidade α relaciona a voltagem V que é aplicada em toda a estrutura com a voltagem V_1 que realmente é utilizada no processo de tunelamento, ou seja, com a energia necessária para colocar o nível de Fermi em ressonância com o estado fundamental do ponto quântico.

tico (Figura 3.2). Esta constante é usualmente chamada de fator de ajuste eletrostático (*electrostatic leverage factor*) e depende do perfil eletrostático da amostra, ou seja, da redistribuição de carga na estrutura. Ela pode ser determinada experimentalmente ajustando-se a função de Fermi em várias curvas I - V , feitas em diferentes temperaturas e na ausência de campo magnético. Este ajuste é feito somente na região em que a corrente ainda exibe a característica de ser proporcional à função de distribuição de Fermi $f(V, T)$ [58], como indicado na expressão:

$$I(V, T) = 2I_{th}f(V, T) = \frac{2I_{th}}{1 + \exp[\alpha e(V_{th} - V)/kT]}, \quad (3.6)$$

onde e é a carga do elétron, k é a constante de Boltzmann e V_{th} e I_{th} são respectivamente, a voltagem e a corrente no ponto de inflexão da curva. Esse ajuste é feito para diversas temperaturas, determinando-se assim o melhor fator α .

Usando medidas de magnetotunelamento, fatores g variando entre +0.52 e +1.6 foram encontrados por Thornton e colaboradores [54]. Esses valores diferem bastante do valor do *bulk*, que no caso do InAs é de -14.8. Também usando medidas de transporte em amostras contendo camadas únicas de pontos quânticos auto-organizados de InAs, Hapke-Wurst e colaboradores [57] verificaram a influência do tamanho do ponto quântico sobre o fator g . Foram analisadas duas amostras, uma contendo 1.84 ML de InAs (Amostra A1) e outra contendo 1.79 ML de InAs (Amostra A2), e os valores de fator g encontrados foram, respectivamente, $g_{A1} = +0.77$ e $g_{B1} = +1.29$. Em ambos os trabalhos os resultados foram explicados de forma qualitativa usando o modelo de Hermann e Weisbuch [59], que aplica a teoria da perturbação $\vec{k} \cdot \vec{p}$ em semicondutores *bulk* (3-D), para estimar o valor do fator g . Para a estimativa é usada a equação [59]:

$$g = 2 - \frac{2E_P\Delta_0}{3E_g(E_g + \Delta_0)}, \quad (3.7)$$

onde $E_P=P^2= 22.2$ eV é o elemento da matriz de acoplamento entre os estados de energias mais baixas da banda de condução e os estados de energias mais elevadas da banda de valência para o InAs, $\Delta_0= 0.38$ eV é o *splitting* spin-orbita da banda de valência para o InAs e E_g é a energia de *gap* do material semiconductor. Esta equação é usada para estimar o fator g de pontos quânticos tomando E_g como a diferença de energia entre o primeiro nível quantizado para os elétrons na banda de valência e o primeiro nível para os buracos na banda de condução. Para uma maior discussão desta equação e dos valores de parâmetros citados veja as referências [59, 60].

Alguns trabalhos recentes têm relatado a influência de fatores como tamanho, forma e *strain* do ponto quântico sobre a determinação do fator g [61, 62]. Pryor e Flatté [63] fizeram cálculos do fator g de elétrons para nanocristais de InAs de forma esférica e sem nenhum *strain*, e compararam os resultado por eles obtidos com aquele gerado usando a equação para o *bulk* (Equação 3.7). Os resultados revelaram que para pontos quânticos muito grandes (≥ 40 nm), onde o confinamento é insignificante, os valores obtidos estão de acordo com os obtidos quando se utiliza a equação 3.7 para o *bulk*. Entretanto, como pode ser visto na Figura 3.4, os resultados divergem rapidamente à medida em que o tamanho do ponto quântico vai diminuindo, como por exemplo, para pontos quânticos de 3,5 nm e com E_g de aproximadamente 1,22 eV .

Um fato a ser observado é que a equação 3.7 nos indica a tendência da variação do fator g com a variação do confinamento, sendo uma forma razoável de se analisar qualitativamente os resultados obtidos, já que no caso da quantização nas três direções espaciais é muito complicado de se obter uma

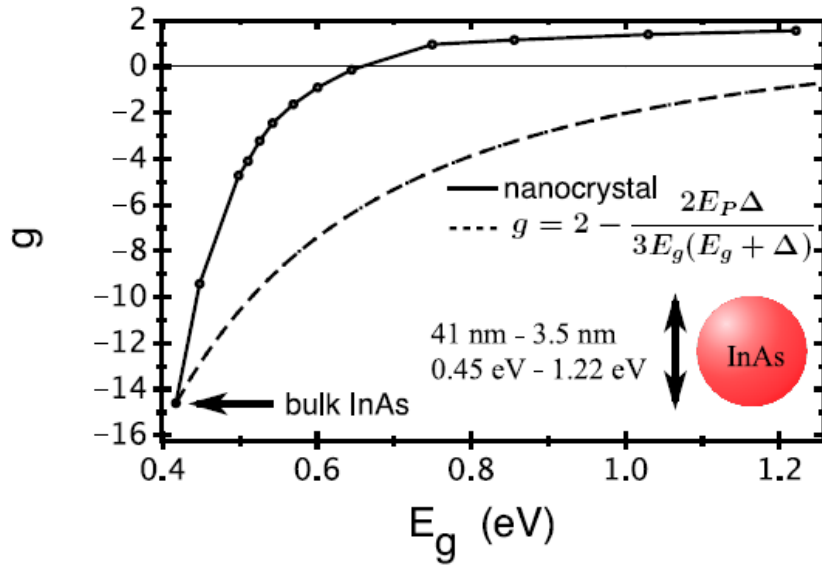


Figura 3.4: Fator g do elétron de nanocristais esféricos de InAs. As linhas tracejadas mostram o fator g obtido utilizando a fórmula proposta para o *bulk* (Equação 3.7). Imagem reproduzida da referência [63].

forma exata para o cálculo do fator g , pois o mesmo depende de características particulares de cada tipo de ponto quântico que se está estudando.

Neste capítulo serão apresentados os resultados da investigação de medidas de magnetotunelamento sobre multicamadas de pontos quânticos auto-organizados de InAs/InGaAs/InP, diferentemente dos trabalhos citados acima, todos eles realizados sobre pontos quânticos individuais ou uma só camada de pontos quânticos. Primeiramente, apresentaremos as amostras juntamente com a metodologia utilizada nas medidas e em seguida serão expostos os resultados para cada configuração de campo magnético, paralelo e perpendicular à direção de crescimento.

3.2 Metodologia

3.2.1 As amostras

As amostras que utilizamos nas medidas de magnetotunelamento foram crescidas por meio da técnica *metalorganic vapor phase epitaxy* (MOCVD) sobre um substrato semi-isolante (100) de InP e consistem em 10 camadas de pontos quânticos de InAs sendo que cada uma delas foi crescida sobre uma camada de $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ com o mesmo parâmetro de rede do InP e cobertas por InP. Um diagrama esquemático da seqüência de camadas é mostrado na Figura 3.5. Esta estrutura foi posta entre camadas de contato de $0.4 \mu\text{m}$ de InP dopadas com Si da ordem de 10^{18}cm^{-3} . As amostras, desconsiderando os contatos ôhmicos, não foram dopadas intencionalmente. Para as medidas de transporte, *mesas* com área de $(150 \times 260) \mu\text{m}^2$ foram fabricadas. Essas *mesas* têm uma janela óptica de $(125 \times 125) \mu\text{m}^2$ para medidas opto-eletrônicas. Os contatos ôhmicos sobre o topo das *mesas* foram obtidos com deposição de Au-Ge-Ni e os contatos da base foram feitos por fotolitografia com Au-Ge-Ni sobre a camada de contato de InP.

Medidas obtidas por meio da técnica de microscopia eletrônica de transmissão (TEM, *Transmission electron microscopy*) e difração de raio-x, realizadas por Sandra M. Landi na PUC-Rio, indicam que as espessuras das camadas dos poços quânticos de InGaAs e das barreiras de InP são de 12 nm e 16 nm, respectivamente. Os pontos quânticos têm uma base com aproximadamente 30 nm de diâmetro e alturas variando entre 8 nm e 9 nm. É importante notar que na região onde se formam os pontos, ao longo da direção de crescimento, temos uma seqüência de potencial barreira-poço-ponto-barreira, enquanto na região onde não há formação dos pontos quânticos, ou seja, nos

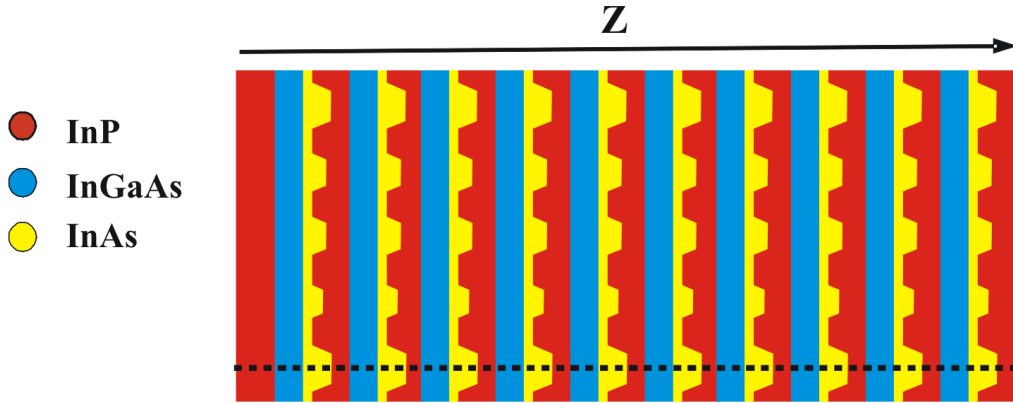


Figura 3.5: Esquema simplificado da região ativa da amostra com pontos quânticos, mostrando os 10 períodos da estrutura.

espaços no plano de crescimento entre um ponto quântico e outro, temos, sucessivamente, barreira-poço-barreira. Dessa forma, a barreira de potencial efetiva para os elétrons tunelarem de um período da estrutura para outro é menor na região dos pontos quânticos e pode-se esperar que em temperaturas suficientemente baixas a maior parte da corrente de tunelamento ocorra via pontos quânticos. A espessura das camadas, bem como um diagrama esquemático simplificado do fundo da banda de condução das amostras com pontos quânticos de InAs /InGaAs/ InP, ao longo da região com os pontos quânticos (linha pontilhada na Figura 3.5), são mostrados na Figura 3.6, onde os valores de 220 meV e 274 meV são, respectivamente, valores aproximados do *band offset* (valor da descontinuidade de banda) do $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ e $\text{InAs}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

A caracterização das amostras foi realizada por TEM. Com a “fotografia” da seção reta obtida por meio da microscopia de transmissão foi possível a verificação de que os pontos quânticos estão realmente alinhados verticalmente, como pode ser visto na Figura 3.7.

Estudos feitos por S.M. Landi e colaboradores [64], por meio da técnica de

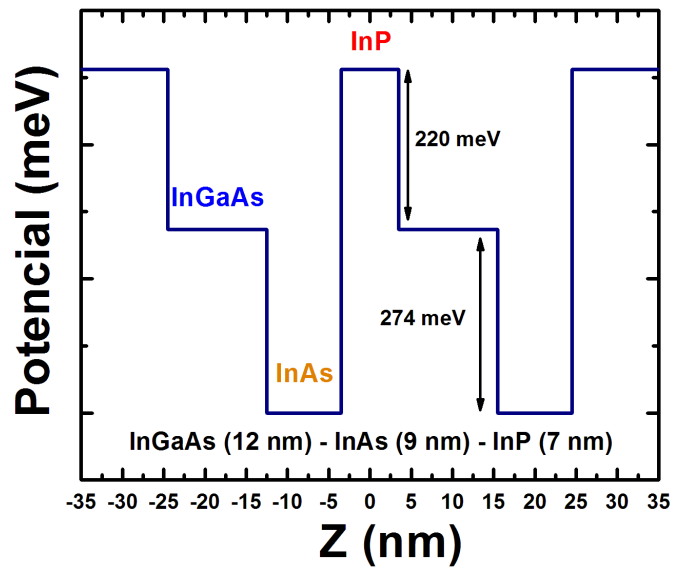


Figura 3.6: Fundo da banda de condução de dois períodos da estrutura de multicamadas de pontos quânticos, ao longo da direção de crescimento, na região dos pontos quânticos. Os valores da descontinuidade de banda foram obtidos da referência [60].

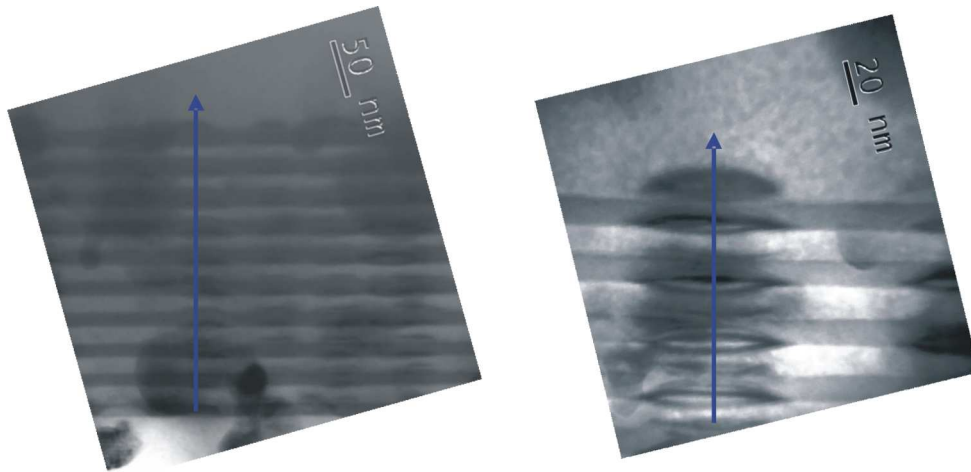


Figura 3.7: Imagem de TEM mostrando o bom alinhamento vertical dos pontos quânticos.

microscopia de força de atômica (AFM), em pontos não cobertos em estruturas semelhantes à que estamos estudando, mas com diferentes números de camadas crescidas, mostraram um gradual aumento no tamanho dos pontos quânticos de InAs quando o número de camadas crescidas era aumentado. Além das mudanças no tamanho dos pontos quânticos, foram verificadas, também, mudanças significativas no sinal de fotoluminescência característico da amostra. Medidas de fotoluminescência realizadas na amostra que estamos estudando (com 10 camadas de pontos quânticos de InAs/InGaAs/InP), mostraram que o pico de emissão característico da estrutura está em torno de 630 meV, enquanto que, em comparação, em uma amostra que contém apenas uma camada de pontos quânticos, mas crescida nas mesmas condições experimentais, o sinal de fotoluminescência está deslocado 46 meV para energias mais altas, como pode ser visto na Figura 3.8. Este resultado é mais uma indicação de que há um aumento no tamanho médio dos pontos quânticos na amostra com multicamadas. As medidas de AFM em amostras com diferentes números de camadas mostram que a variação maior na altura média dos pontos quânticos se dá principalmente nas quatro primeiras camadas, a partir daí, o aumento é mais suave, como pode ser verificado no inserto (a) da Figura 3.8. É bem razoável se esperar, também, que ocorra uma mudança no diâmetro do ponto quântico na amostra com multicamadas, como mostrado na Figura 3.1.

Nas medidas de magnetotunelamento nas estruturas de multicamadas de pontos quânticos visamos investigar principalmente os estados eletrônicos e a interação entre estados de pontos quânticos pertencentes a camadas diferentes. Para se ter uma base de comparação, realizamos, também, medidas em uma amostra de referência que não possui as camadas de pontos quânticos. Esta amostra contém unicamente as barreiras de InP e os poços de InGaAs,

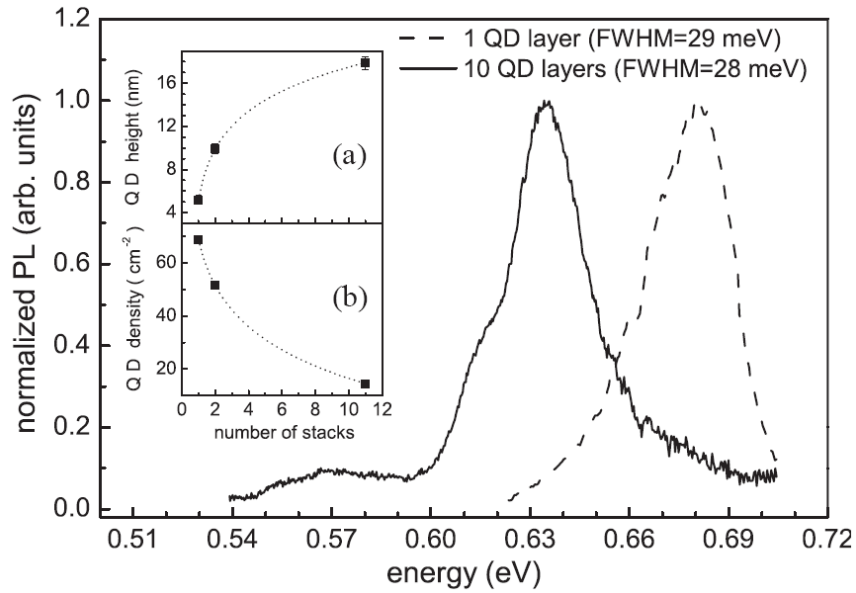


Figura 3.8: Espectros de fotoluminescência normalizados medidos à 15 K nas amostras com 1 e 10 camadas de pontos quânticos auto-organizados de InAs/InGaAs/InP. O inserto (a) mostra a variação da altura dos pontos quânticos em função do número de camadas crescidas e o inserto (b) mostra a variação da densidade de pontos quânticos em função do número de camadas crescidas. Imagem reproduzida da referência [64].

com as mesmas espessuras da estrutura com pontos quânticos utilizadas nas medidas. Um esquema simplificado da amostra de referência e um diagrama de dois períodos do fundo da banda de condução dos multi-poços quânticos de InGaAs/InP se encontram apresentados nas Figuras 3.9 e 3.10, respectivamente. Tanto na Figura 3.5 quanto na Figura 3.9, o eixo z indica a direção de crescimento das amostras.

3.2.2 Montagem experimental

Todas as medidas de magnetotunelamento foram realizadas a baixas temperaturas. Na Figura 3.11 temos uma representação do circuito que uti-

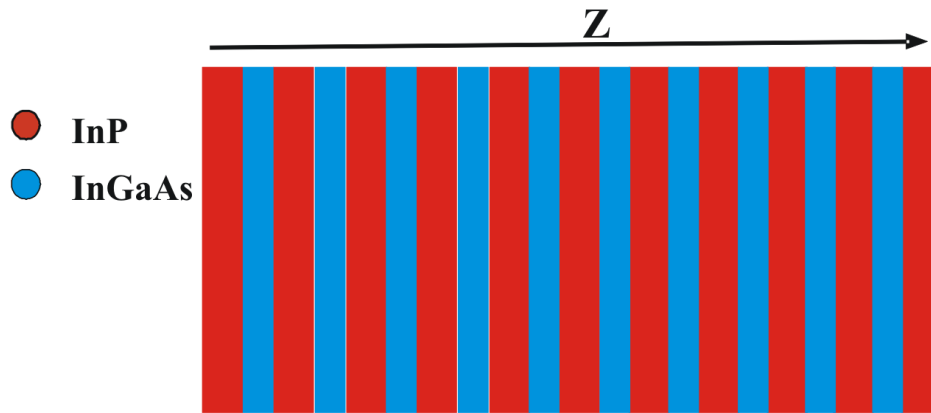


Figura 3.9: Esquema simplificado da estrutura da região ativa da amostra de referência.

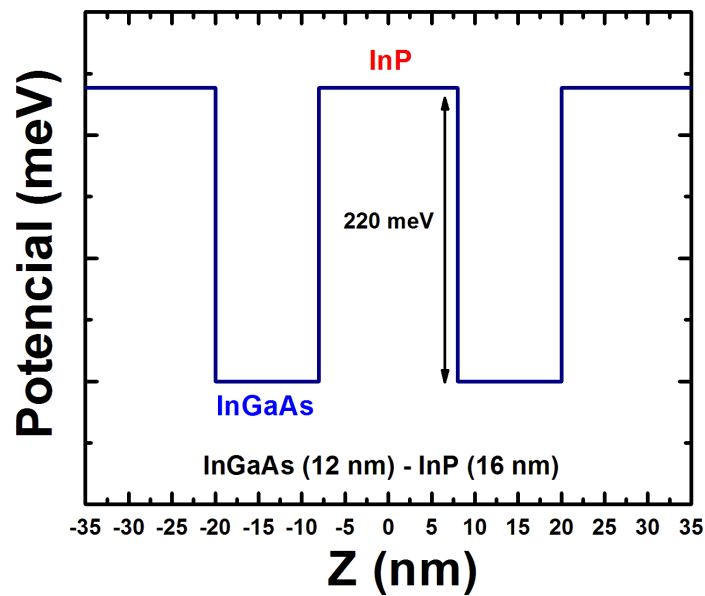


Figura 3.10: Esquema simplificado do fundo da banda de condução de dois períodos da estrutura de multicamadas de poços quânticos, ao longo da direção de crescimento. O valor da descontinuidade de banda InGaAs/InP foi obtido da referência [60].

lizamos. Trata-se de um sistema muito simples, no qual as medidas são feitas da seguinte forma: aplica-se uma voltagem variável na amostra e mede-se a característica corrente-voltagem ($I-V$) para a mesma, tanto na ausência quanto na presença de um campo magnético estático e uniforme, nas configurações paralela e perpendicular. Para esse tipo de medida, utilizando um sistema de automação, obtivemos curvas do tipo corrente *versus* voltagem.

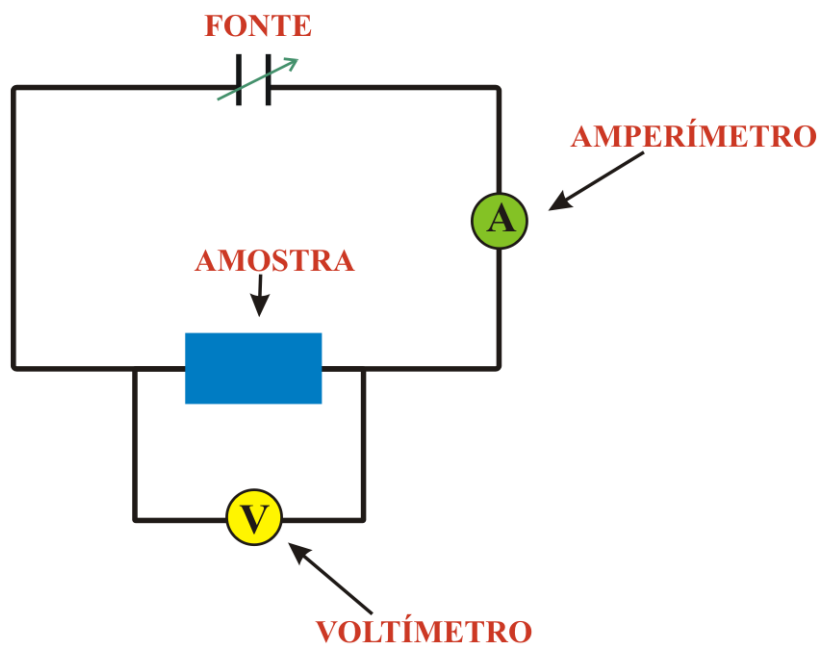


Figura 3.11: Esquema simplificado do circuito.

Adotamos como referência para a orientação do campo magnético a direção de crescimento da amostra e campo magnético paralelo, por exemplo, significa que o campo está paralelo à direção de crescimento (ou à corrente de tunelamento), como pode ser visto na Figura 3.12. As bobinas supercondutoras que utilizamos são capazes de atingir campos magnéticos de até 12 T quando mantidas à temperatura de 4 K.

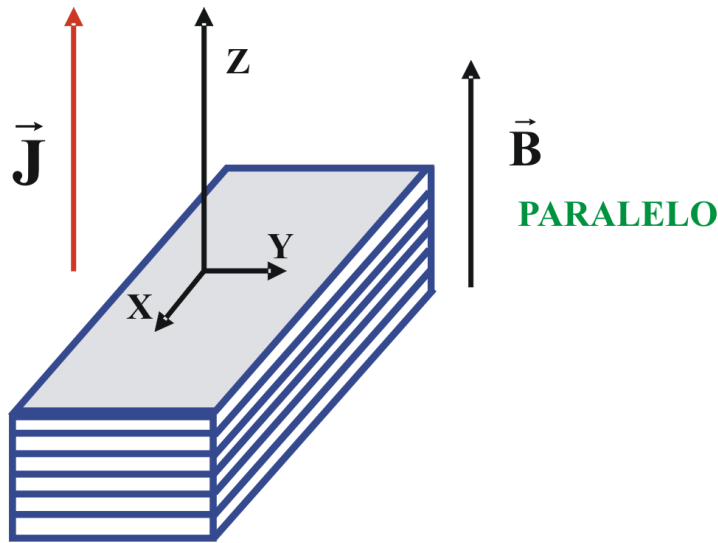


Figura 3.12: Diagrama mostrando a orientação do campo magnético.

3.3 Campo magnético paralelo à direção de crescimento - Resultados e discussão

3.3.1 Amostra de referência: multi-poços quânticos de InGaAs/InP

A Figura 3.13 (a) mostra a característica I - V da amostra de referência descrita anteriormente (Figuras 3.9 e 3.10), medida a 4 K, na presença e ausência de um campo magnético. A voltagem positiva significa que o topo da amostra é positivo em relação ao substrato.

Este resultado mostra o tunelamento seqüencial ressonante, que é um comportamento característico para estruturas desse tipo [65]. No tunelamento ressonante, o elétron tunela de um poço para outro sem perda ou ganho de energia. Isso acontece quando níveis de energia entre poços vizinhos

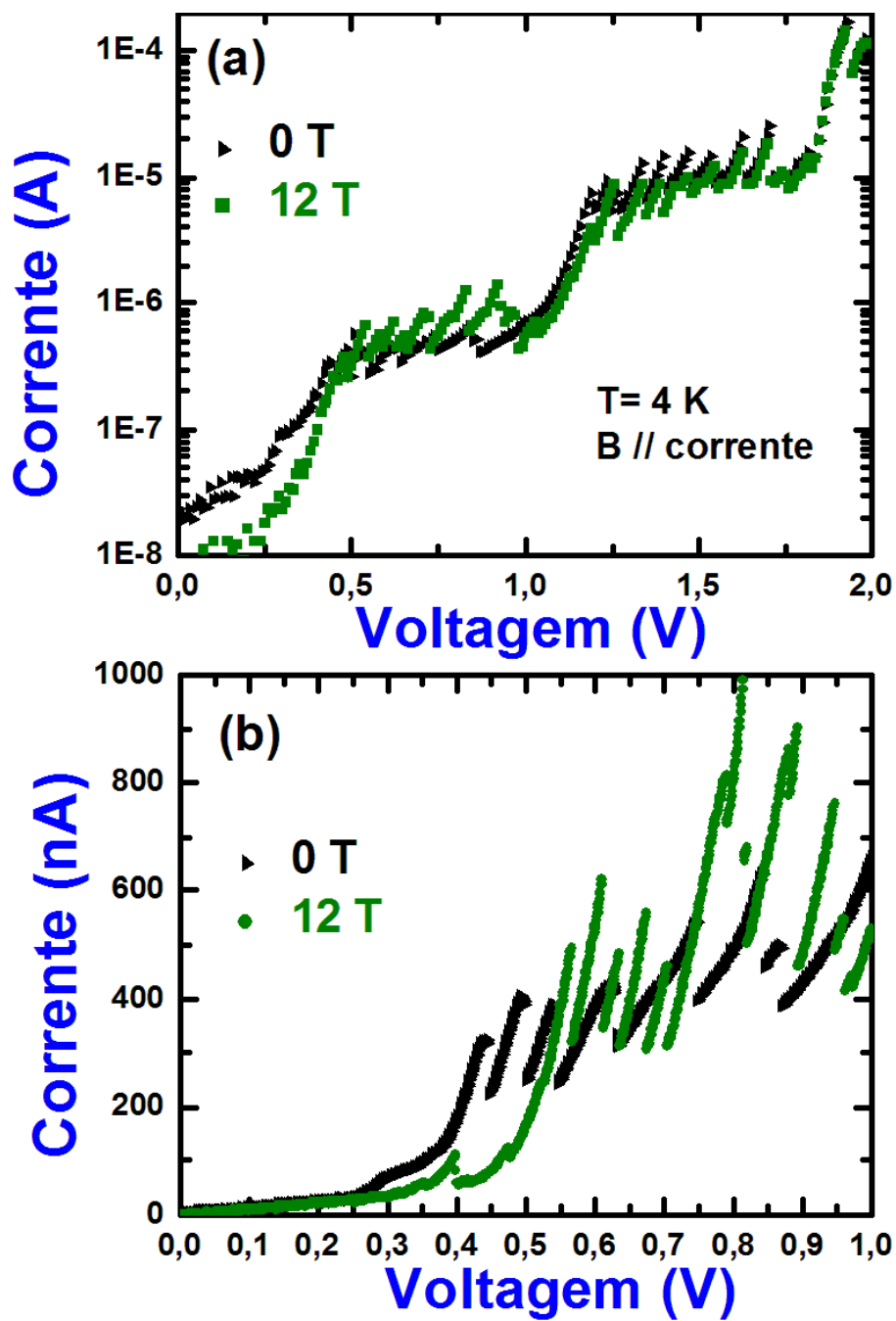


Figura 3.13: (a) Característica I - V para a amostra de referência, uma estrutura de multi-poços quânticos de InGaAs/InP, a 4 K, na ausência e presença de campo magnético paralelo à corrente. (b) Detalhe da característica I - V , mostrando o primeiro platô de corrente e os saltos de condutividade diferencial negativa.

acoplam-se ressonantemente. Melhorando a resolução da medida, conforme apresentado na Figura 3.13 (b), observamos um platô de corrente e saltos de condutividade diferencial negativa. O surgimento desses degraus e platôs se deve à formação de domínios de campo elétrico na estrutura devido ao acúmulo de cargas. Nos platôs, observam-se saltos de condutividade diferencial negativa que correspondem ao rearranjo do campo elétrico na estrutura quando a voltagem aplicada aumenta. Não é nosso objetivo discutir aqui os fenômenos físicos observados nesse tipo de estrutura, pois tratam-se de fenômenos já bem conhecidos e estudados [65]. Fizemos medidas nessas amostras para termos uma fonte de comparação para os efeitos observados na amostra com pontos quânticos.

3.3.2 Multicamadas de pontos quânticos auto-organizados de InAs/ InGaAs /InP

A característica $I-V$ da estrutura contendo as multicamadas de pontos quânticos de InAs pode ser observada na Figura 3.14.

Diferente do que ocorre na amostra de referência, os degraus e platôs na corrente de tunelamento são muito menos pronunciados sendo, portanto, uma forte indicação de que diferentes mecanismos de condução de elétrons estão presentes nessas amostras. A diferença observada entre as duas características $I-V$ (Figura 3.13 (a) e Figura 3.14) é uma forte evidência de que nas amostras com pontos quânticos, uma parte significativa da corrente passa pelos pontos e não pelos poços (região entre pontos), ou seja, nas amostras com pontos quânticos a corrente é canalizada via pontos quânticos. Outra indicação nesse sentido é que na amostra com pontos quânticos a corrente é da ordem de 10 vezes maior e não se vêem os saltos de condutividade dife-

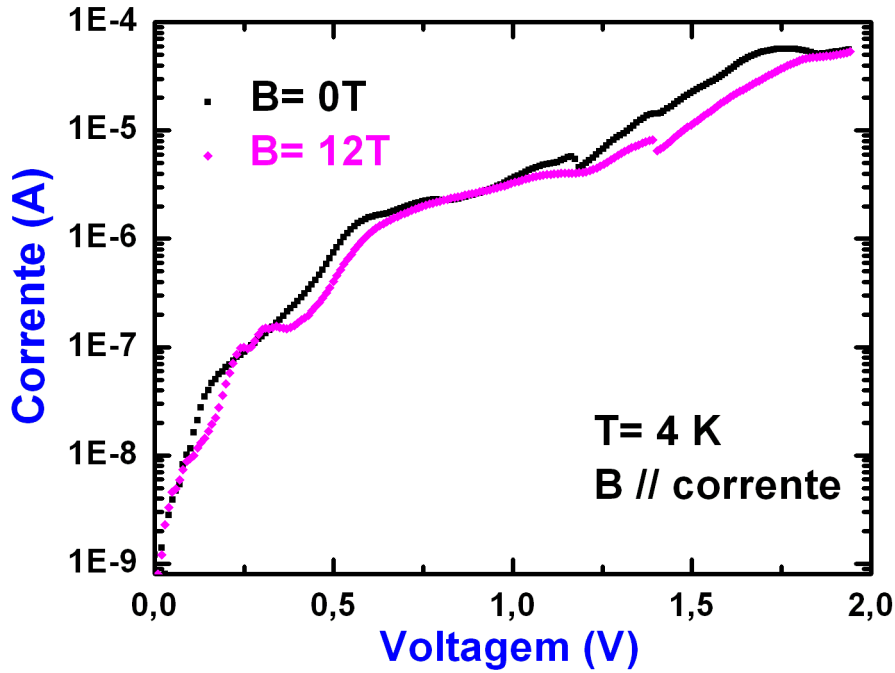


Figura 3.14: Característica I - V para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados, medida a 4 K, na ausência e na presença de campo magnético aplicado paralelo à direção de crescimento.

rencial negativa. Isso também é de se esperar, considerando-se que a barreira de potencial efetiva é menor na região dos pontos e também que os poucos elétrons disponíveis para condução devem relaxar para os níveis de energia mais baixos, os quais estão localizados nos pontos.

Podemos ver um comportamento ainda mais interessante na região de baixas tensões positivas. Como apresentado na Figura 3.15 (a), claras oscilações aparecem na curva característica I - V à medida que o campo magnético é aumentado, na região de tensão entre +100 mV e +400 mV.

O número de oscilações vistas e suas posições em tensão aumentam com o campo magnético. Para as tensões negativas, esse comportamento é muito menos pronunciado. Na Figura 3.15 (b) podemos ver que a amostra

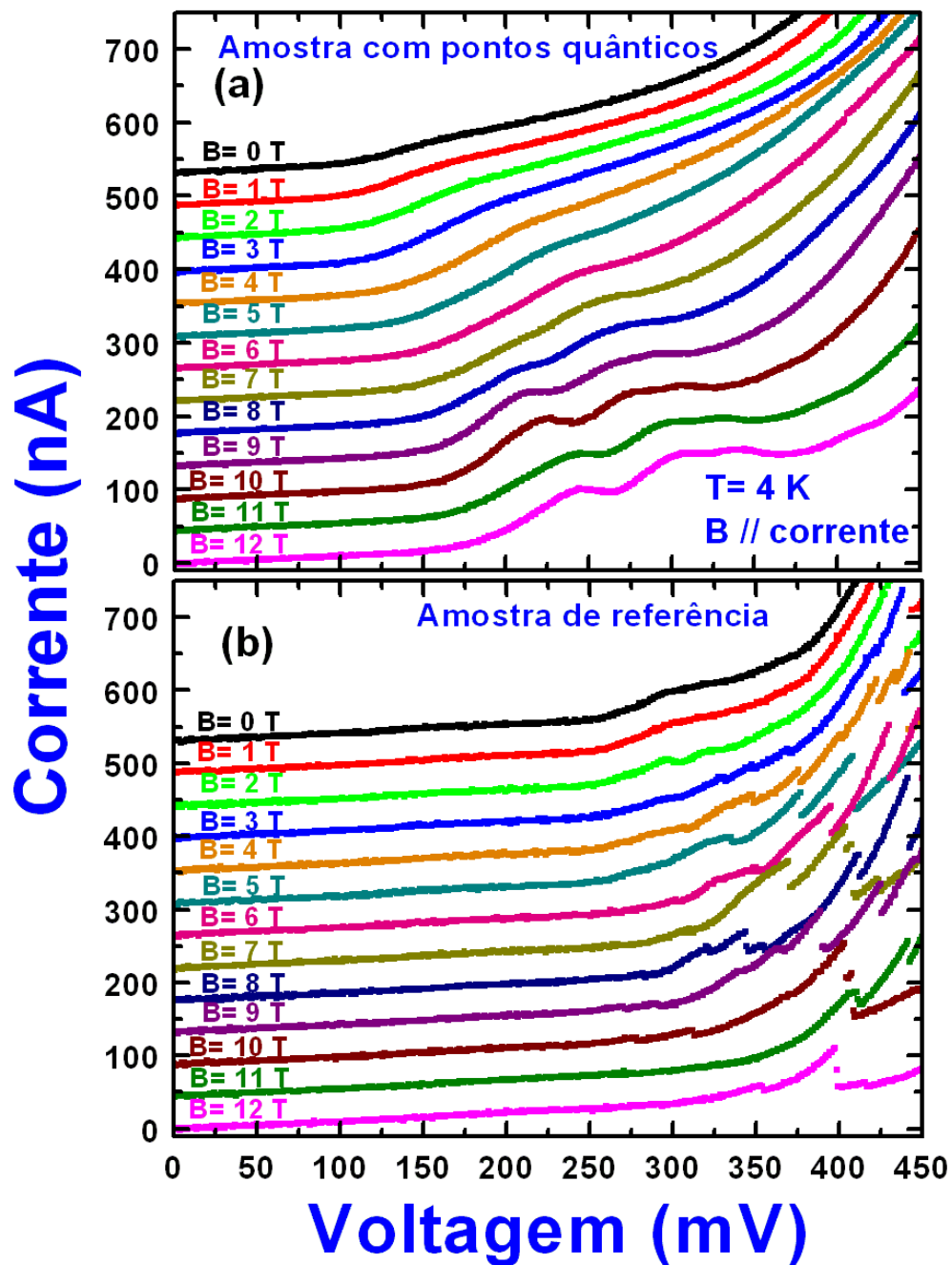


Figura 3.15: Característica I - V para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados (a) e para a amostra de referência (b), de $B = 0$ T a $B = 12$ T. As curvas estão deslocadas verticalmente para melhor visualização. A escala de corrente é válida para a curva de 12 T, as outras curvas estão deslocadas verticalmente com o mesmo ganho.

de referência não apresenta semelhantes comportamentos, ou seja, além do campo magnético afetar muito pouco a corrente, os máximos locais na corrente a baixas voltagens são vistos de forma clara somente na estrutura com os pontos quânticos.

Na Figura 3.16 o efeito do campo magnético sobre a corrente de tunelamento, em ambas as estruturas, pode ser melhor visualizada. As variações na intensidade da corrente de tunelamento em função do campo magnético são muito mais expressivas na amostra com pontos quânticos (Figura 3.16 (a)) do que na amostra de referência (Figura 3.16 (b)).

Nas Figuras 3.17 (a) e 3.17 (b) temos resultados das medidas realizadas a 27 K. Novamente, como mostrado na Figura 3.17 (a), aparecem efeitos semelhantes aos observados a 4 K na região de baixas voltagens positivas, para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados. Entretanto, mesmo na ausência de campo magnético, um número maior de oscilações é observado, em uma indicação de que mais estados dos pontos quânticos estão envolvidos no processo de tunelamento. O número de oscilações observadas e suas posições em voltagem aumentam com o campo magnético. Em contrapartida, como pode ser visto na Figura 3.17 (b), a corrente da amostra de referência é muito pouco afetada pelo campo magnético.

As voltagens nas quais os máximos de corrente são observados nas curvas características $I-V$ como função do campo magnético a 4 K e 27 K são apresentadas na Figura 3.18. A 4 K e baixos campos magnéticos, somente uma oscilação é claramente vista dentro da resolução experimental. A elevados campos magnéticos esta oscilação se abre em dois picos e um outro pico pode claramente ser visto em um menor valor de voltagem. A 27 K o mesmo comportamento geral é observado, entretanto, como já mencionado, temos um número maior de oscilações indicando que mais estados devem

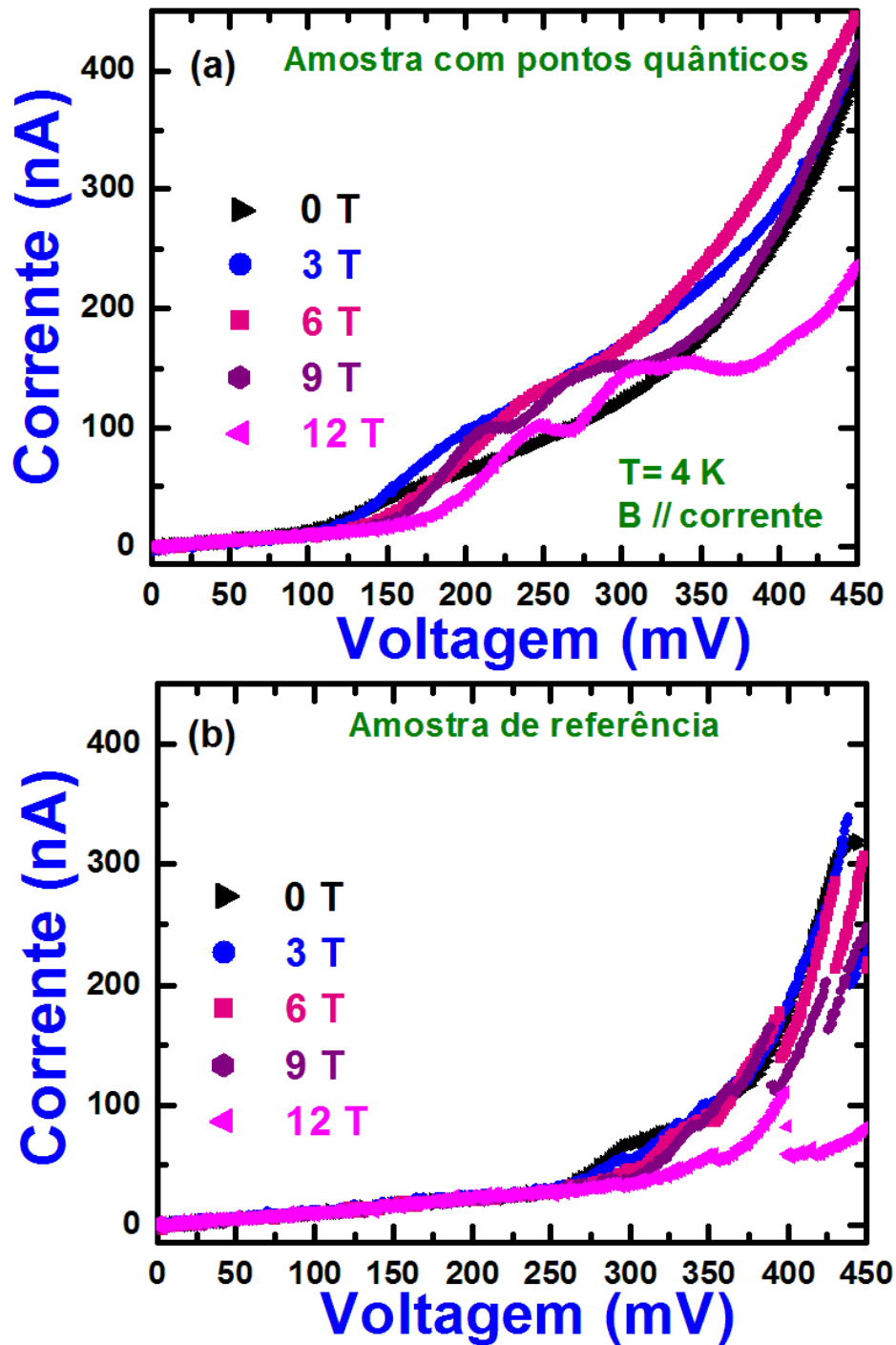


Figura 3.16: Característica I - V para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados (a) e para a amostra de referência (b), para alguns valores de campo magnético.

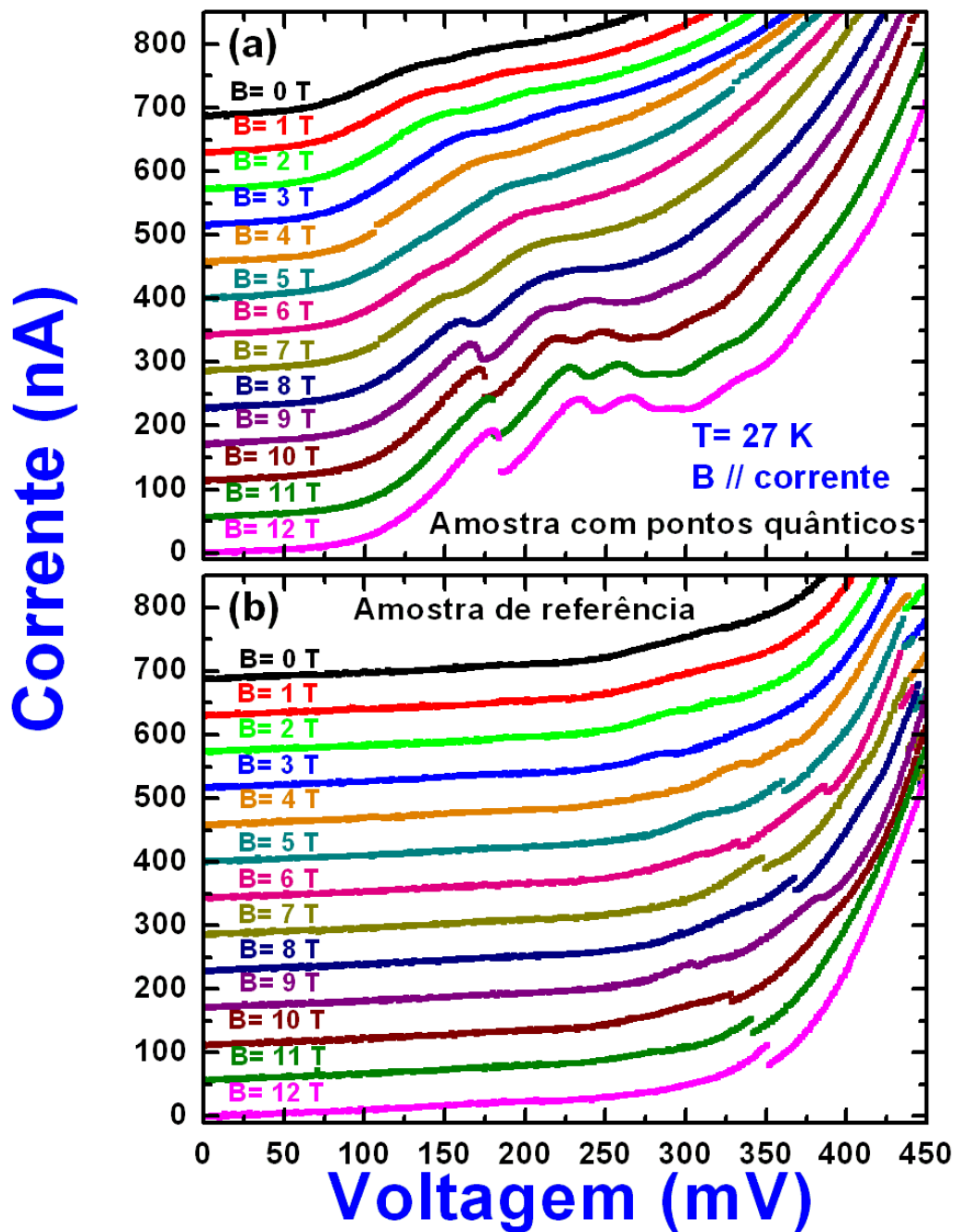


Figura 3.17: Característica I - V para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados (a) e para a amostra de referência (b), de $B = 0 \text{ T}$ a $B = 12 \text{ T}$. As curvas estão deslocadas verticalmente para melhor visualização. A escala de corrente é válida para a curva de 12 T , as outras curvas estão deslocadas verticalmente com o mesmo ganho.

estar envolvidos no processo de tunelamento.

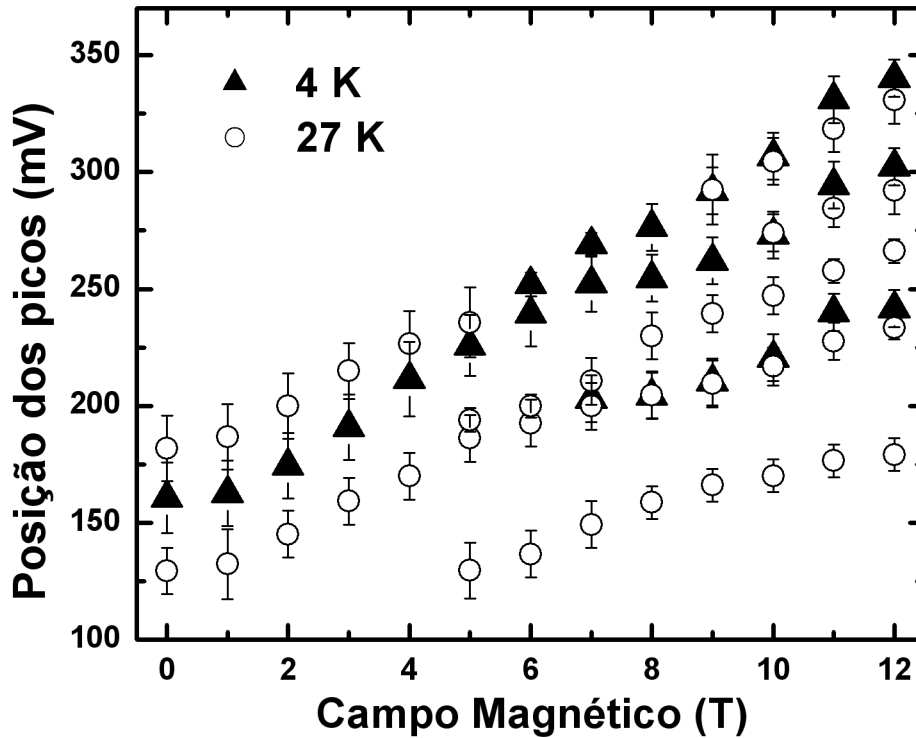


Figura 3.18: Posição em voltagem dos máximos de corrente nas curvas I - V em função do campo magnético paralelo à corrente de tunelamento.

A baixas voltagens e a baixas temperaturas, os elétrons injetados em um dos lados da amostra, contato emissor, devem tunelar seqüencialmente através das barreiras de InP até atingir o outro lado da estrutura, contato coletor. O processo de tunelamento deve ser seqüencial porque as barreiras são suficientemente espessas, evitando assim o acoplamento entre estados de camadas adjacentes. Atribuímos essas oscilações nas curvas I - V a baixas voltagens e baixas temperaturas ao tunelamento seqüencial ressonante entre estados de pontos quânticos de camadas adjacentes, já que os estados dos pontos possuem energias relativamente menores e a temperatura é baixa o suficiente para evitar qualquer excitação térmica para os estados de energias

mais altas. Medidas de fotocorrente realizadas por P.L. Souza e colaboradores [66], na estrutura com multicamadas de pontos quânticos de InAs, mostraram que somente os estados dos pontos quânticos estão ocupados. Portanto, o processo de tunelamento a baixas voltagens e baixas temperaturas deve envolver somente os estados dos pontos quânticos. Outro fator que favorece esta hipótese é que a amostra de referência não apresenta nenhum comportamento semelhante ao observado na Figura 3.18 para qualquer voltagem ou temperatura.

Medidas que realizamos a temperaturas mais elevadas indicam que a oscilação que aparece a campos magnéticos mais elevados e voltagens em torno de 130 mV (campo magnético baixo) a 175 mV (campo alto) nas medidas realizadas à 27 K (Figuras 3.17 (a) e 3.18), são provavelmente provenientes de tunelamentos que envolvam estados pertencentes à poços quânticos. Nesta região de voltagem, somente esta oscilação é vista em temperaturas mais elevadas e sua posição em voltagem aumenta com o campo magnético, não sendo observado nenhum *splitting*. Este comportamento pode ser observado na Figura 3.19, onde as medidas foram realizadas à 82 K.

Na Figura 3.20 mostramos uma comparação entre medidas realizadas a 12 T para diferentes temperaturas. Nesta figura é possível observar a semelhança entre a oscilação em torno de 175 mV, que aparece a $B = 12$ T nas medidas realizadas a 27 K, com aquelas observadas na mesma região de voltagem para temperaturas mais elevadas. A mesma oscilação não aparece a 4 K, ou seja, o aumento da temperatura associado com o campo magnético, no caso de 27 K, aumenta a probabilidade da ocorrência de tunelamentos que envolvam estados de poços quânticos, mesmo sendo aplicadas baixas tensões na amostra.

Como estamos trabalhando com multicamadas de pontos quânticos auto-

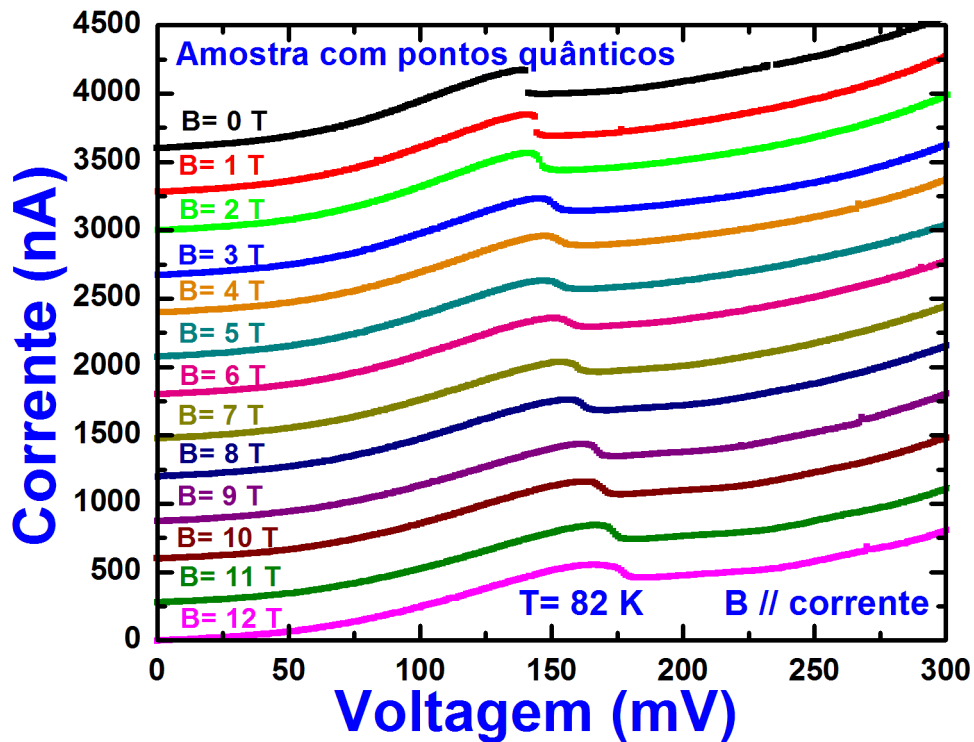


Figura 3.19: Característica $I-V$ para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados à 82 K e na presença de campo magnético variando de $B = 0\text{ T}$ a $B = 12\text{ T}$. As curvas estão deslocadas verticalmente para melhor visualização. A escala de corrente é válida para a curva de 12 T , as outras curvas estão deslocadas verticalmente com o mesmo ganho.

organizados, a diferença de tamanho entre os pontos quânticos pertencentes a camadas adjacentes deve ser levada em consideração ao analisarmos os resultados obtidos. Em estruturas de multicamadas de pontos quânticos, livres de cargas, espera-se que os níveis de energia entre os pontos quânticos pertencentes a diferentes camadas estejam naturalmente desalinhados devido à diferente quantidade de confinamento existente entre eles, como mostrado no diagrama simplificado da Figura 3.21 (a). Entretanto, no caso da amostra com a qual estamos trabalhando, medidas de fotocorrente feitas por P.L. Souza e colaboradores [66] mostraram que a mesma possui um campo elétrico

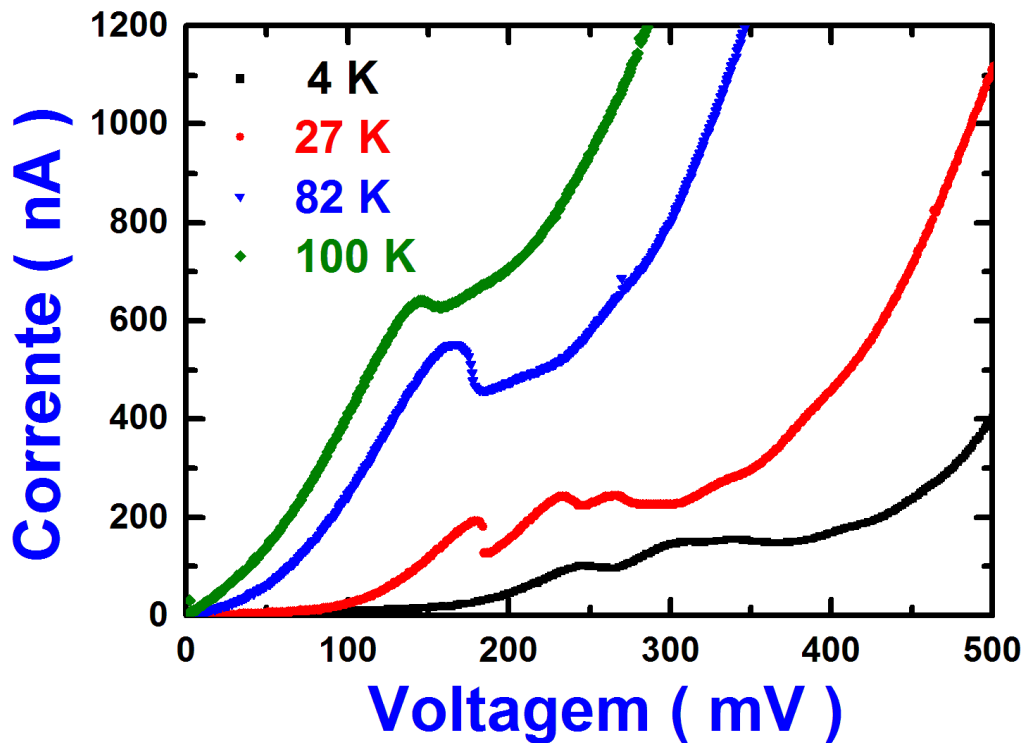


Figura 3.20: Característica $I-V$ para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados à 12 T e para diferentes temperaturas.

intrínseco, ou seja, mesmo na ausência de uma tensão aplicada na amostra foi possível medir uma fotocorrente com uma intensidade significativa. Este campo elétrico intrínseco se origina principalmente da redistribuição das cargas dos contatos na amostra, que é assimétrica devido à presença dos pontos quânticos (Figura 3.6). A presença deste campo elétrico faz com que os níveis fundamentais de pontos quânticos de camadas adjacentes estejam quase alinhados, mesmo existindo uma diferença de tamanho entre eles, como apresentado de forma esquemática na Figura 3.21 (b).

Um outro fator observado nas medidas de fotocorrente é que somente os estados fundamentais dos pontos quânticos encontram-se preenchidos, como já mencionado. Partindo destas observações, desenvolvemos um modelo qua-

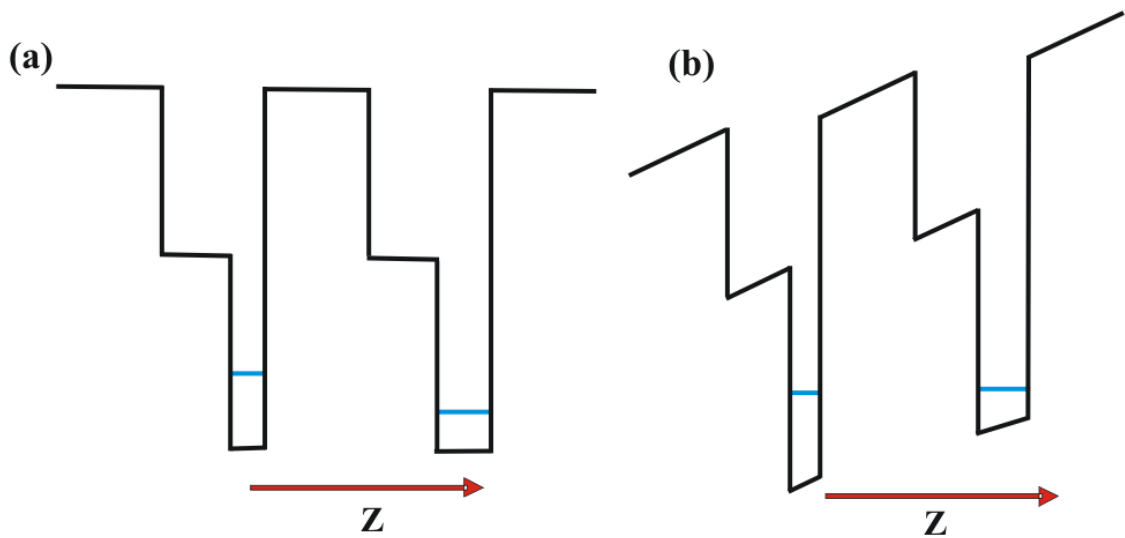


Figura 3.21: (a) Dois períodos do fundo da banda de condução de uma estrutura de pontos quânticos auto-organizados empilhados sem nenhuma carga. (b) Diagrama esquemático do fundo da banda de condução da estrutura estudada mostrando o campo elétrico intrínseco que se origina da redistribuição das cargas dos contatos na amostra.

litativo para justificar o surgimento das oscilações nas curvas de corrente a baixas voltagens e temperaturas apresentadas nas Figuras 3.15 (a) e 3.17 (a). Uma representação esquemática do modelo que desenvolvemos para justificar o surgimento das oscilações nas curvas de corrente é apresentada na Figura 3.22.

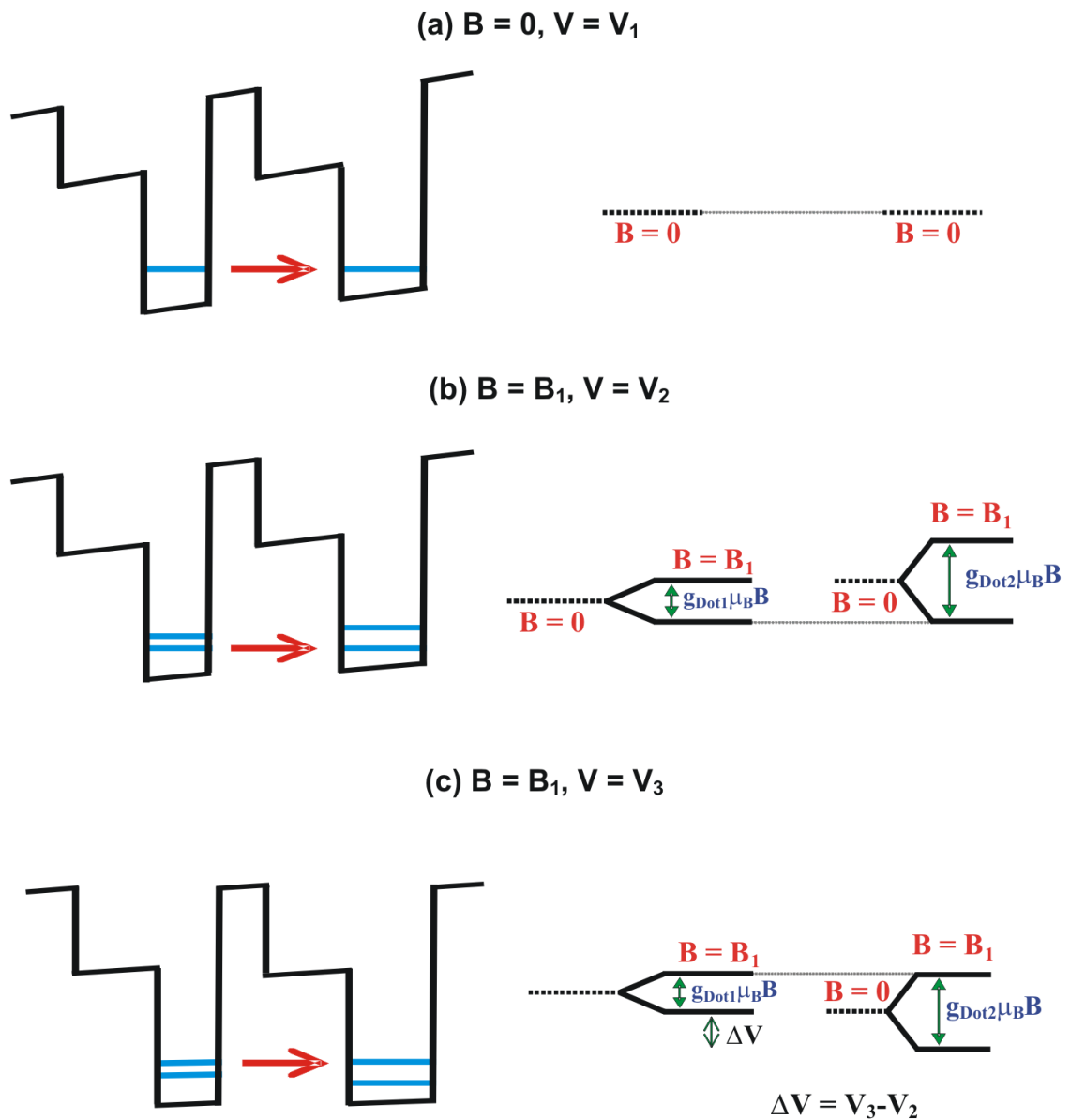


Figura 3.22: Modelo qualitativo para a origem das oscilações nas curvas características $I-V$ sob campo magnético paralelo. Do lado esquerdo está representado o fundo da banda de condução de dois períodos adjacentes da estrutura mostrando os níveis de energia mais baixos dos pontos quânticos em $B = 0$ e $V = V_1$ (a), $B = B_1$ e $V = V_2 > V_1$ (b) e $B = B_1$ e $V = V_3 > V_2$ (c). Do lado direito são representados apenas os níveis de energia em cada situação, para maior clareza.

Segundo nosso modelo, na ausência de campo magnético, à medida que se aumenta a voltagem aplicada na amostra, um máximo na corrente de tunelamento é observado quando um estado do ponto quântico em uma camada entra em ressonância com um estado do ponto quântico da camada adjacente, como visualizado na Figura 3.22 (a). Como os pontos quânticos possuem tamanhos diferentes, e considerando ainda que existe um campo elétrico intrínseco, o alinhamento entre os níveis fundamentais de pontos quânticos de camadas adjacentes ocorre para um valor de voltagem aplicada na estrutura $V_1 > 0$. Da mesma forma, a 27 K, com o aumento da ocupação de estados com energias mais elevadas, outras ressonâncias devido ao tunelamento entre níveis de energia maior podem ser observadas.

Já na presença de um campo magnético, um número maior de oscilações é observado. Os níveis de energia se abrem devido ao efeito Zeeman, como mostrado nas Figuras 3.22 (b) e 3.22(c), e o tunelamento entre níveis de spin passa a ser observado.

O fato do máximo de corrente em $B = 0$ T se abrir em dois picos distintos indica que o *splitting* devido ao efeito Zeeman não é o mesmo para pontos quânticos em camadas adjacentes. Se as aberturas (*splitting*) dos níveis de energia fossem idênticas para todos os pontos quânticos, somente uma oscilação poderia ser vista para todos os campos magnéticos aplicados. Devido à diferença gradativa de tamanho, da base ao topo, dos pontos quânticos, a diferença no fator g de pontos quânticos de camadas adjacentes é esperada, pois o fator g depende do confinamento. Como já mencionado na introdução deste capítulo, a equação 3.7 nos fornece uma indicação qualitativa razoável da variação do fator g para diferentes quantidades de confinamento.

Analisando a Figura 3.4 podemos ver que para um valor de E_g de 630 meV, obtido pelas medidas de fotoluminescência em nossas amostras (Figura 3.8),

teremos um valor de g negativo usando qualquer um dos dois modelos apresentados. O fato do fator g ser negativo implica que na presença do campo magnético o estado de energia mais baixa é o de spin $+1/2$. Da mesma forma, os níveis de energia dos pontos quânticos de maior tamanho sofrerão um *splitting* maior, como indicado na Figura 3.22.

Não observamos tunelamento entre estados com diferentes polarizações de spin, pois se isso ocorresse, veríamos que o pico de corrente se abriria em pelo menos três distintos picos, e não em dois como acontece.

Diferente do que ocorre quando somente uma camada de ponto quântico está envolvida no processo de tunelamento, não podemos medir diretamente o fator g dos pontos quânticos das camadas adjacentes. Como representado esquematicamente nas Figuras 3.22 (b) e 3.22 (c), são observadas oscilações na curva característica I - V quando os níveis com mesma polarização de spin entre pontos quânticos vizinhos, *Dot1* e *Dot2*, por exemplo, entram em ressonância, ou seja,

$$E_{Dot1} = E_{Dot2}. \quad (3.8)$$

Após a primeira oscilação de corrente (Figura 3.22 (b)), a segunda oscilação será observada quando for aplicada uma voltagem na estrutura que permita o alinhamento dos níveis de spin de maior energia. Como existe uma relação entre voltagem aplicada nos contatos da amostra e energia, dada pela equação 3.5, podemos dizer que a condição da segunda ressonância é obtida, como apresentado na Figura 3.22 (c), quando:

$$g_{Dot1}\mu_B B + e\alpha\Delta V = g_{Dot2}\mu_B B, \quad (3.9)$$

onde ΔV é a diferença entre a voltagem necessária para alinhar os níveis de

spin de maior energia (V_3 na Figura 3.22 (c)) e a voltagem necessária (V_2 na Figura 3.22 (b)) para colocar em ressonância os níveis de spin de menor energia de pontos quânticos adjacentes.

Da equação 3.9, obtemos a relação entre a diferença de voltagem entre cada par de oscilações e o campo magnético, que é:

$$e\alpha\Delta V = (g_{Dot2} - g_{Dot1})\mu_B B. \quad (3.10)$$

Portanto, o que podemos medir é, na verdade, a diferença média entre os fatores g de pontos quânticos de camadas adjacentes. Na Figura 3.22 representamos um modelo com apenas dois períodos da estrutura de multicamadas, mas na verdade temos dez camadas de pontos quânticos. O conjunto de resultados apresentados, inclusive as análises semi-quantitativas feitas, nos levam a acreditar que na verdade a diferença de fator g obtida nas medidas ocorra principalmente entre as três ou quatro primeiras camadas, onde se dá a maior variação de tamanho nos pontos, como indicadas as medidas de AFM. Outro fato que devemos levar em conta nas nossas medidas é que como os pontos quânticos são crescidos de forma auto-organizada, existem dispersões de tamanho dos pontos quânticos pertencentes a uma mesma camada, e como a corrente é canalizada principalmente via os pontos quânticos, as oscilações observadas são largas e os picos de corrente nas curvas $I-V$ ocorrem quando temos um melhor alinhamento médio entre os níveis de energia das várias camadas de pontos.

Para conhecermos a magnitude da diferença média entre os fatores g temos que saber a ordem de grandeza do fator α , já que os outros parâmetros da equação 3.10 são obtidos dos resultados experimentais (Figura 3.18). Com este propósito, utilizamos a equação 3.6 para ajustar as características $I-V$ da amostra com multicamadas de pontos quânticos, com o fator α

como parâmetro de ajuste. A curva em vermelho na Figura 3.23 mostra o ajuste na característica $I-V$ a 27 K. A partir dos ajustes feitos para diferentes temperaturas, obtivemos um valor médio de 0,1 para a constante de proporcionalidade α , valor este que está de acordo com resultados experimentais encontrados na literatura [7, 9, 53, 54, 55, 56, 57].

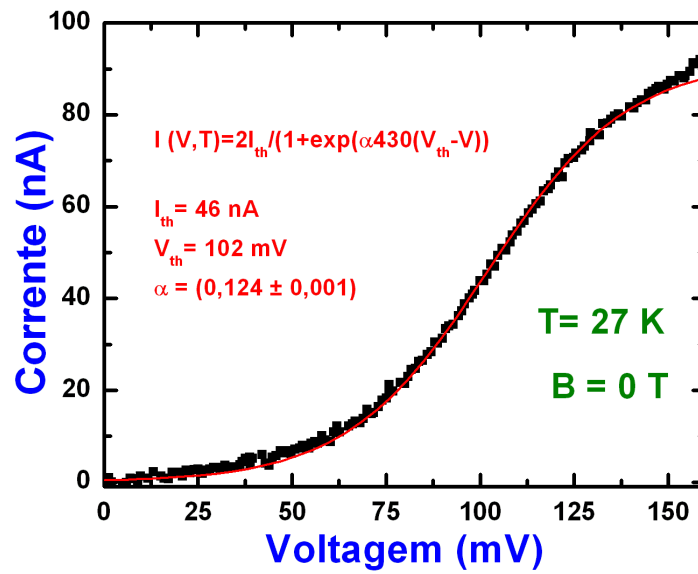


Figura 3.23: Ajuste feito na característica $I-V$ a 27 K e $B = 0 \text{ T}$, utilizando a equação 3.6.

Da Figura 3.18 extraímos os valores da diferença de voltagem entre cada par de oscilação (ΔV) em função do campo magnético (B). Os resultados obtidos estão dispostos na Figura 3.24.

Da equação 3.10 e dos resultados apresentados na Figura 3.24 vemos que diferença de voltagem entre cada par de oscilação é uma função linear do campo magnético e esta diferença pode ser escrita como:

$$\Delta V = I_{\Delta V} B, \quad (3.11)$$

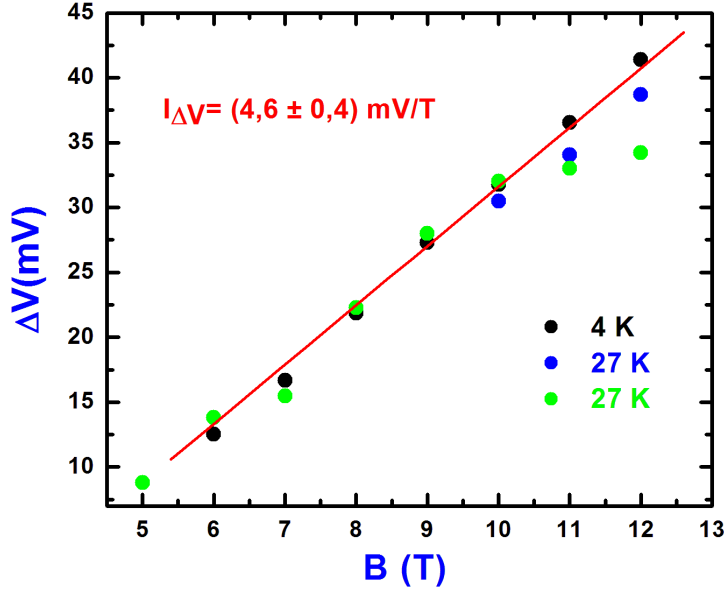


Figura 3.24: Diferença de voltagem entre cada par de oscilação(ΔV) em função do campo magnético (B). Dados extraídos da Figura 3.18.

onde $I_{\Delta V}$ é o valor da inclinação da reta ΔV versus B . Combinando as equações 3.10 e 3.11 vemos que a diferença entre os fatores g de camadas adjacentes de pontos quânticos pode ser obtida por meio da relação:

$$\Delta g = (g_{Dot2} - g_{Dot1}) = \frac{e\alpha I_{\Delta V}}{\mu_B}. \quad (3.12)$$

O valor experimental de $I_{\Delta V}$ obtido na Figura 3.24 refere-se à estrutura completa, ou seja, com 10 camadas de pontos quânticos. Utilizando um valor de $I_{\Delta V} = (0,46 \pm 0,04)$ obtivemos o valor de $(0,79 \pm 0,07)$ para a diferença média entre os fatores g de camadas adjacentes de pontos quânticos. A partir da equação 3.7 e usando o valor experimental para o E_g da estrutura de 630 meV, podemos estimar que para que ocorra uma diferença da ordem de 0,8 no valor do fator g seria necessária uma diferença de energia, E_g , entre pontos quânticos de camadas adjacentes da ordem de 30 meV. Já analisando

os resultados apresentados na Figura 3.4 gerados pelo modelo de Pryor e colaboradores, podemos verificar que uma diferença de fator g desta ordem produziria uma diferença em energia de aproximadamente 40 meV. Esses resultados são consistentes com os apresentados na Figura 3.8, que mostra uma diferença de aproximadamente 46 meV entre os picos de emissão característicos da estrutura com uma camada de ponto quântico em comparação com a estrutura contendo 10 camadas de pontos quânticos.

Cálculos feitos por J.M. Villas-Bôas [67], para uma estrutura muito semelhante com a que estamos trabalhando e também crescida pelo grupo do Laboratório de Semicondutores do CETUC da PUC-Rio, indicam que para se obter uma diferença de energia entre os elétrons na banda de valência e os buracos na banda de condução de aproximadamente 30 meV, seria necessária uma diferença de tamanho do ponto quântico da ordem de 2 nm, enquanto que para uma diferença de 40 meV, seria necessária uma diferença de tamanho da ordem de 3 nm. Comparando os nossos resultados com ambos os modelos vemos que essas diferenças de tamanho são muito prováveis de ocorrer conforme apresentado no inserto (a) da Figura 3.8, que mostra uma diferença de tamanho da ordem de 5 nm entre as duas primeiras camadas crescidas.

A ordem de grandeza do valor obtido para a diferença de fatores g entre pontos quânticos de diferentes tamanhos está de acordo com resultados experimentais encontrados na literatura, como por exemplo, os resultados obtidos por Hapke-Wurst e colaboradores [57], que citamos na introdução deste capítulo, que verificaram a influência do tamanho do ponto quântico sobre o fator g . Foram analisadas duas amostras, uma contendo 1,84 ML de InAs (Amostra A1) e outra contendo 1,79 ML de InAs (Amostra A2), e os valores de fator g encontrados foram, respectivamente, $g_{A1} = +0,77$ e

$g_{B1} = +1,29$, ou seja, eles obtiveram uma diferença de fator g de 0,52, para pontos quânticos de diferentes tamanhos. Uma última observação a ser feita é que na literatura praticamente não há trabalhos experimentais sobre a dependência do fator g com o tamanho da nanoestrutura, e a grande maioria dos trabalhos encontrados [61, 62, 68, 69] abordam esse assunto apenas teoricamente.

3.4 Campo magnético perpendicular à direção de crescimento - Resultados e discussão

Nesta seção apenas registraremos os resultados que obtivemos quando aplicamos o campo magnético perpendicular à direção de crescimento. Diferente do observado em campos paralelos à direção de crescimento, conforme poderá ser visto, não verificamos nada semelhante ao *splitting* de níveis de energia, já que campos nesta configuração reduzem rapidamente a probabilidade de tunelamento entre pontos quânticos pertencentes a camadas adjacentes.

3.4.1 Amostra de referência: multi-poços quânticos de InGaAs/InP

Na presença de um campo magnético aplicado perpendicular à direção de crescimento, a amostra de referência nos fornece a característica $I-V$ apresentada na Figura 3.25.

Novamente, podemos observar o efeito de tunelamento seqüencial ressonante, com os platôs de corrente e saltos de condutividade diferencial nega-

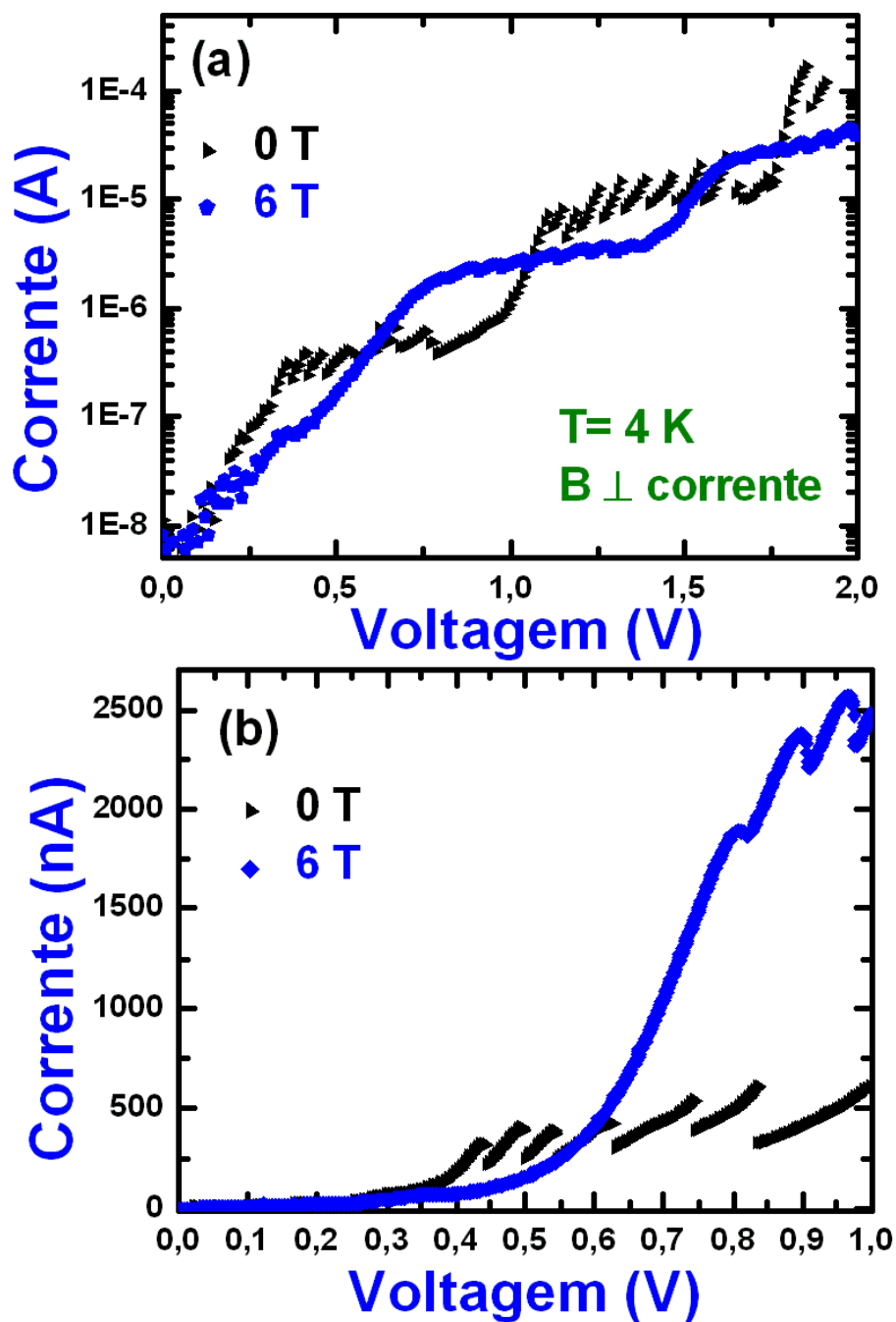


Figura 3.25: (a) Característica I - V para a amostra de referência, uma estrutura de multi-poços quânticos de InGaAs/InP, a 4 K, na ausência e presença de campo magnético perpendicular à corrente. (b) Região da curva I - V mostrando o primeiro platô de corrente e os saltos de condutividade diferencial negativa.

tiva, como detalhado na Figura 3.25 (b).

Para essa configuração de campo magnético podemos observar um comportamento diferente à medida em que o campo é elevado: para campos magnéticos não muito intensos, até 6 T por exemplo, como indicado na Figura 3.26, um aumento significativo é observado na corrente de tunelamento na região do platô. Nesta configuração, o campo magnético proporciona um maior acoplamento entre os níveis de poços vizinhos e desloca o platô de corrente para tensões mais altas. Ou seja, permite que mesmo para maiores valores de voltagens, que a princípio desacoplariam os níveis entre poços quânticos vizinhos, o tunelamento seja observado [65, 70].

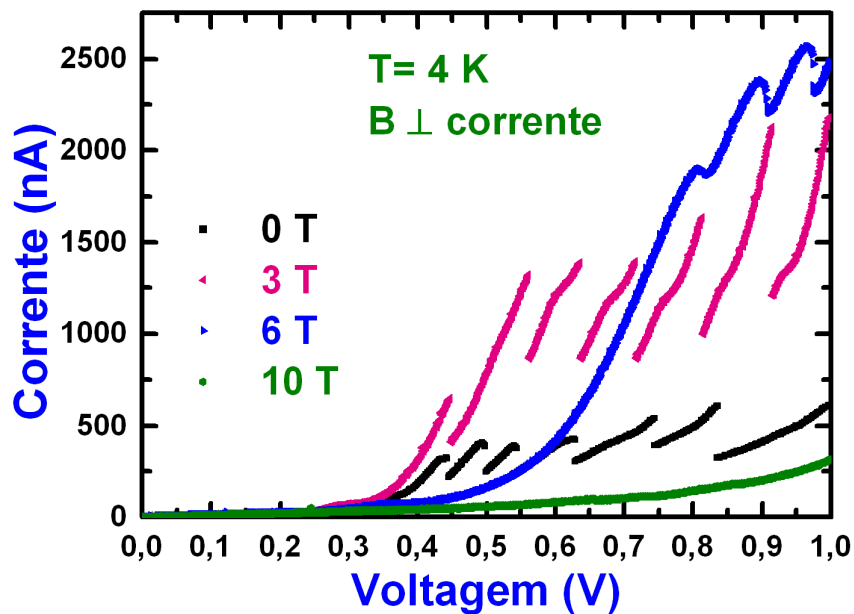


Figura 3.26: Corrente de tunelamento para estrutura de multi-poços quânticos para diferentes intensidades de campos magnéticos perpendiculares à direção de crescimento.

Aumentando ainda mais a intensidade do campo magnético aplicado, outro tipo de comportamento é observado na curva característica $I-V$: os

saltos de condutividade diferencial negativa tendem a ser destruídos pelo campo magnético. Uma forma simples de explicar a destruição dos saltos e platô de corrente, em campos magnéticos intensos, é considerar o efeito do confinamento magnético. Como o campo magnético quantiza o movimento do elétron na direção perpendicular à que este está sendo aplicado, para campos muito intensos o elétron tende a ficar localizado nos poços de potencial, diminuindo, portanto, a probabilidade de tunelamento para o poço seguinte, conseqüentemente diminuindo o valor da corrente de tunelamento. Na Figura 3.26 pode-se ver claramente a 10 T que a diminuição da probabilidade de tunelamento para o poço seguinte ocasiona a diminuição da corrente de tunelamento.

3.4.2 Multicamadas de pontos quânticos auto-organizados de InAs /InGaAs/ InP

Nas medidas realizadas na amostra com multicamadas de pontos quânticos de InAs vemos novamente que, quando comparado aos efeitos observados na mostra de referência, os passos e platôs na corrente de tunelamento são muito menos pronunciados. Entretanto, assim como na amostra de referência, para campos magnéticos intensos os platôs e saltos de condutividade diferencial negativa tendem a ser destruídos pelo campo magnético, como pode ser visto comparando a curva $I-V$ obtida a 0 T com a obtida a 6 T na Figura 3.27.

Como também observado na situação de campo magnético paralelo à direção de crescimento, a baixas voltagens positivas, como pode ser visto nas Figuras 3.28 (a), para medidas realizadas a 4 K, e 3.29 (a), para as medidas realizadas a 24 K, claras oscilações aparecem na curva característica $I-V$ para

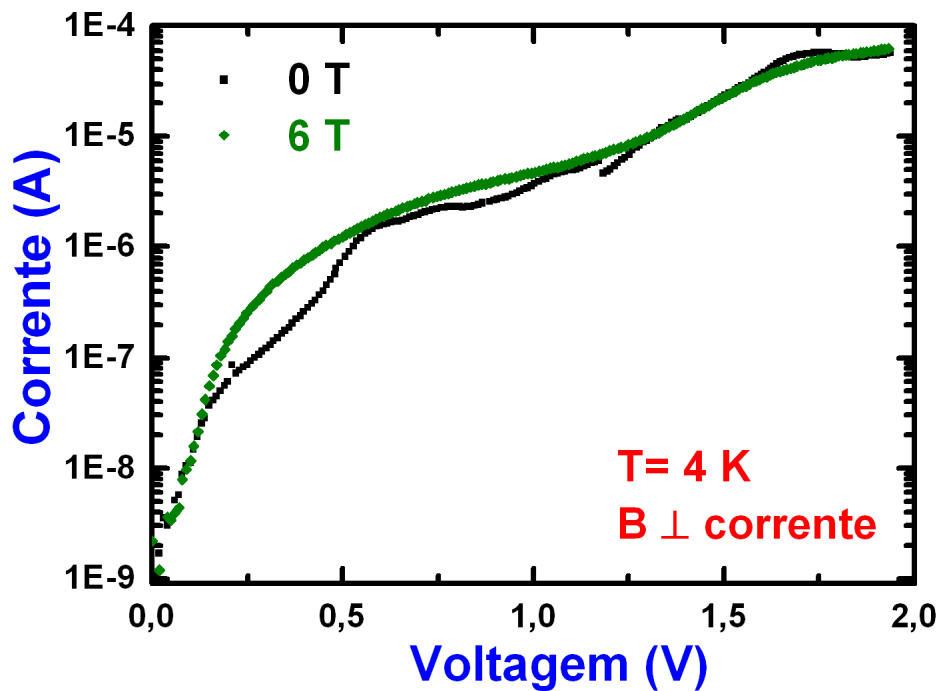


Figura 3.27: Característica I - V para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados, a 4 K, na ausência e na presença de campo magnético aplicado perpendicular à direção de crescimento.

campos magnéticos inferiores a aproximadamente 3 T, na região de tensão entre +100 mV e +400 mV. Um comportamento muito interessante, visto que para campo magnético paralelo à direção de crescimento, semelhantes oscilações ocorrem até para campos magnéticos superiores, como em 12 T, por exemplo. Como pode ser visto nas Figuras 3.28 (b) e 3.29 (b), a amostra de referência não apresenta semelhantes comportamentos para as oscilações.

Assim como o observado para campos magnéticos paralelos à direção de crescimento, as variações na intensidade da corrente de tunelamento em função do campo magnético são muito mais expressivas para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados (Figura 3.30 (a)) do que para a amostra de referência (Figura 3.30 (b)).

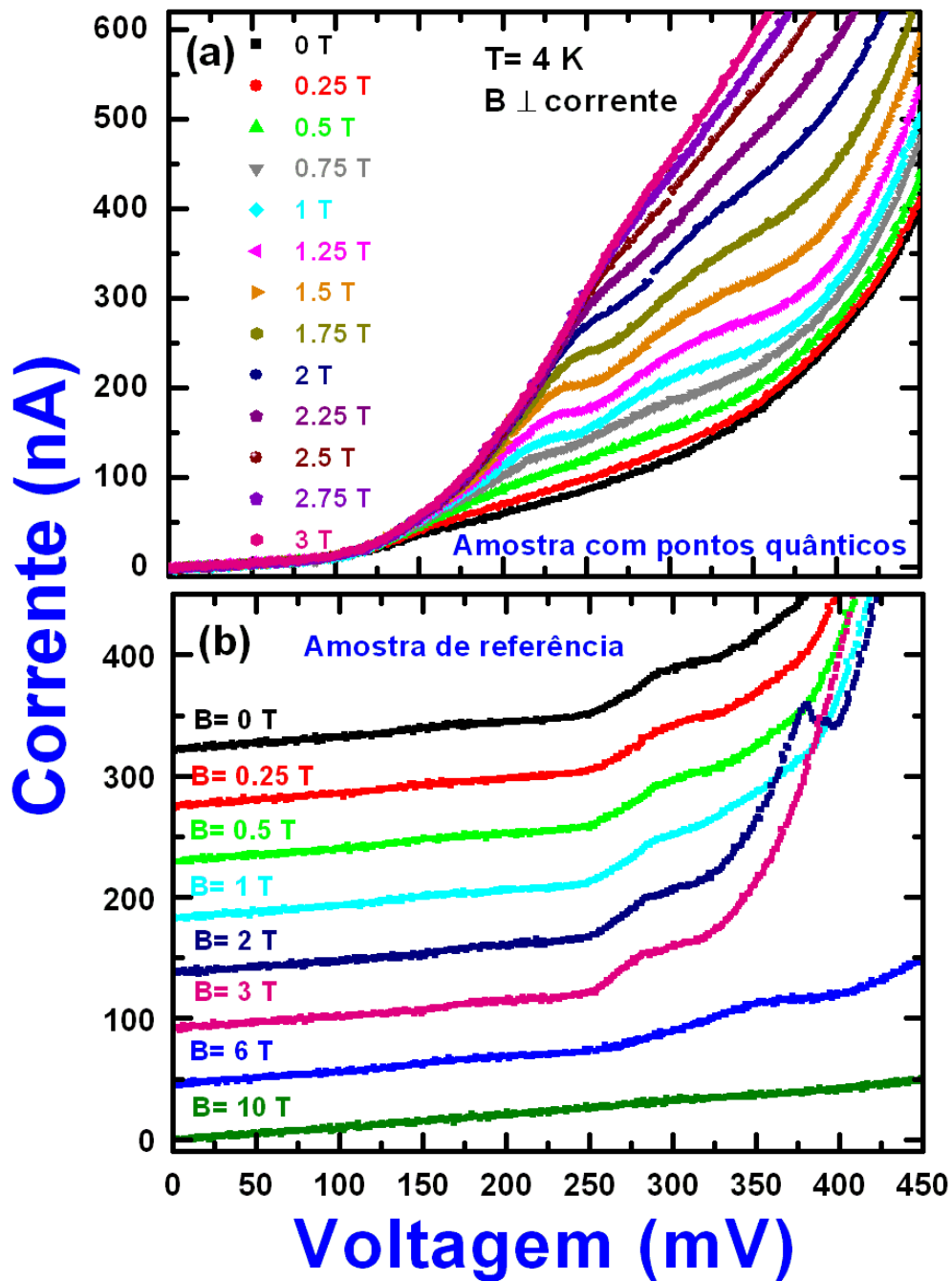


Figura 3.28: Característica $I-V$ (a) para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados, de $B=0 \text{ T}$ a $B=3 \text{ T}$ e (b) para a amostra de referência. Na amostra de referência, as curvas estão deslocadas verticalmente para melhor visualização. A escala de corrente é válida para a curva de 10 T , as outras curvas estão deslocadas verticalmente com o mesmo ganho.

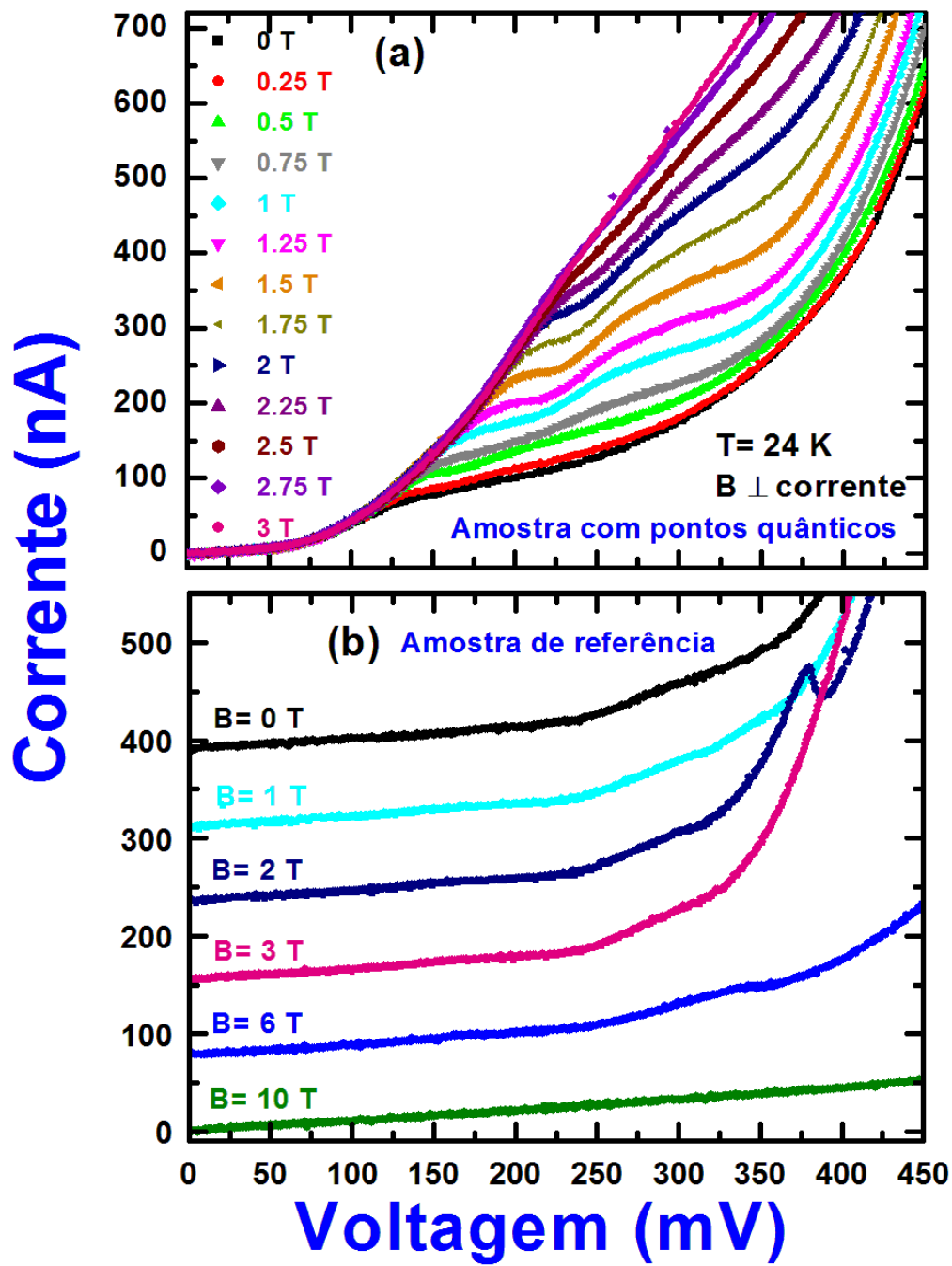


Figura 3.29: Característica I - V (a) para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados, de $B = 0$ T a $B = 3$ T e (b) para a amostra de referência. Na amostra de referência, as curvas estão deslocadas verticalmente para melhor visualização. A escala de corrente é válida para a curva de 10 T, as outras curvas estão deslocadas verticalmente com o mesmo ganho.

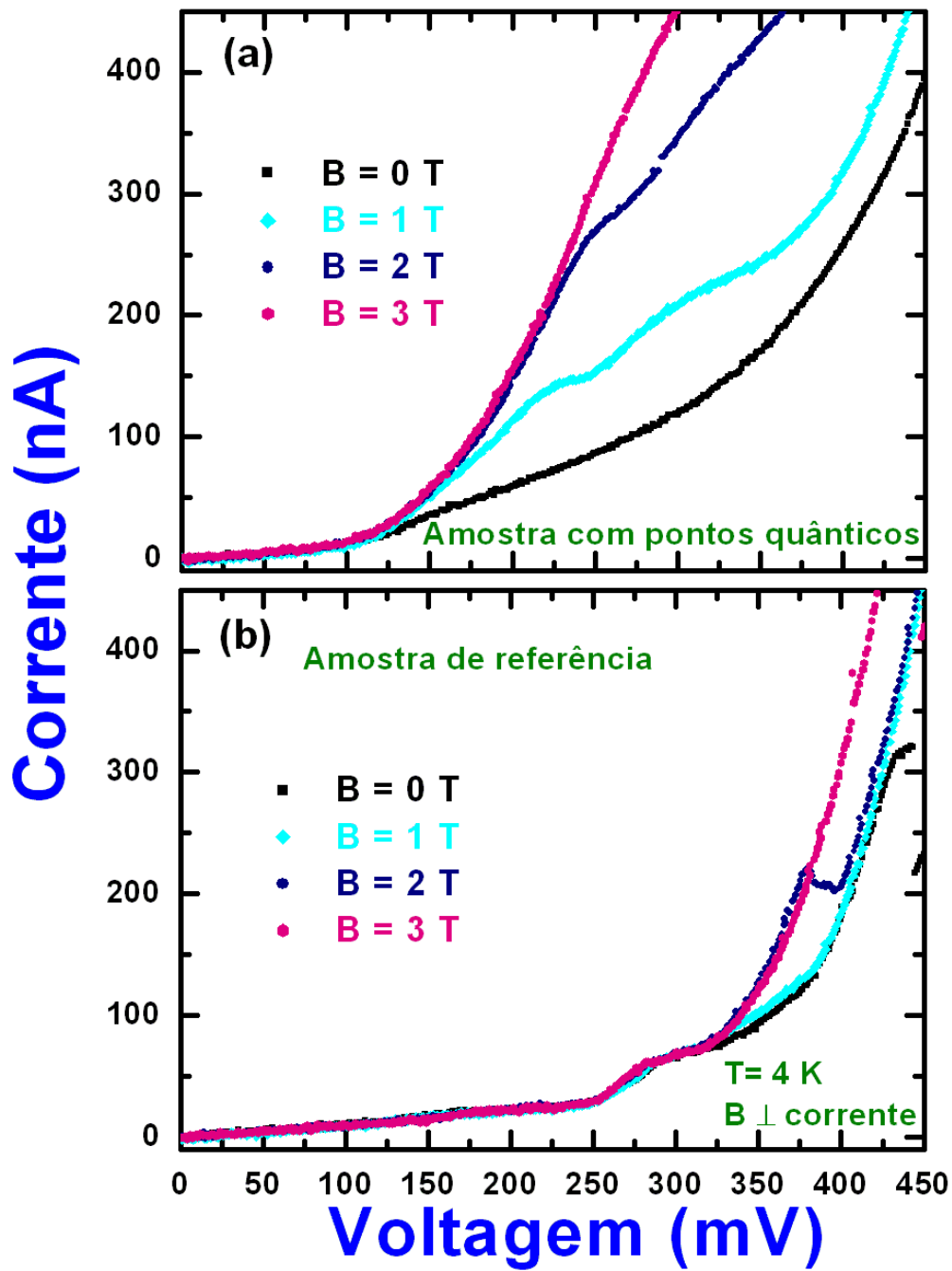


Figura 3.30: Característica I - V (a) para a estrutura de multicamadas de pontos quânticos auto-organizados e (b) para a amostra de referência, para alguns valores de campo magnético.

Para esta configuração de campo magnético, como pôde ser observado, somente dois picos de corrente são claramente vistos em cada uma das temperaturas e a posição em voltagem desses picos aumenta à medida que campos magnéticos mais intensos são aplicados. Outro ponto importante que podemos notar é que nesta região de campo magnético não foi possível observar nada semelhante ao *splitting* de níveis de energia.

Quando comparamos os efeitos obtidos nas diferentes configurações de campo magnético, como apresentado na Figura 3.31, as oscilações que surgem para campos perpendiculares são observadas apenas em campos baixos e em uma faixa restrita de campo magnético. Esse comportamento pode ser compreendido considerando a forma assimétrica dos pontos quânticos. Enquanto o diâmetro destes é da ordem de 30 nm, a altura é de aproximadamente 9 nm. Dessa forma, a extensão espacial das funções de onda na direção de crescimento é significativamente menor do que no plano perpendicular à esta. Como já mencionado, a aplicação do campo magnético reduz a extensão espacial das funções de onda no plano perpendicular à direção do campo. Podemos utilizar a fórmula para o cálculo das órbitas de cíclotron para termos uma idéia dos valores de campo magnético para os quais o confinamento deve ser importante. De acordo com essa fórmula, os raios das órbitas são dados por [71]:

$$R_N = \sqrt{\frac{(2N + 1)\hbar}{eB}} \quad (3.13)$$

onde $N = 0, 1, 2, 3, \dots$ é o número quântico dos níveis de Landau [72]. Para campos magnéticos com intensidades de 1 T e 10 T, por exemplo, os elétrons descreverão órbitas com raios de 26 nm e 8 nm respectivamente, para a primeira órbita de cíclotron. Portanto, a aplicação do campo perpendicular à direção de crescimento reduz rapidamente a probabilidade de tunelamento entre pontos quânticos de camadas sucessivas, fazendo com que o tunela-

mento ressonante só seja observado para campos magnéticos baixos, não tornando possível, nessas amostras, a verificação experimental do *splitting* entre os níveis de energia para campos magnéticos perpendiculares à corrente de tunelamento.

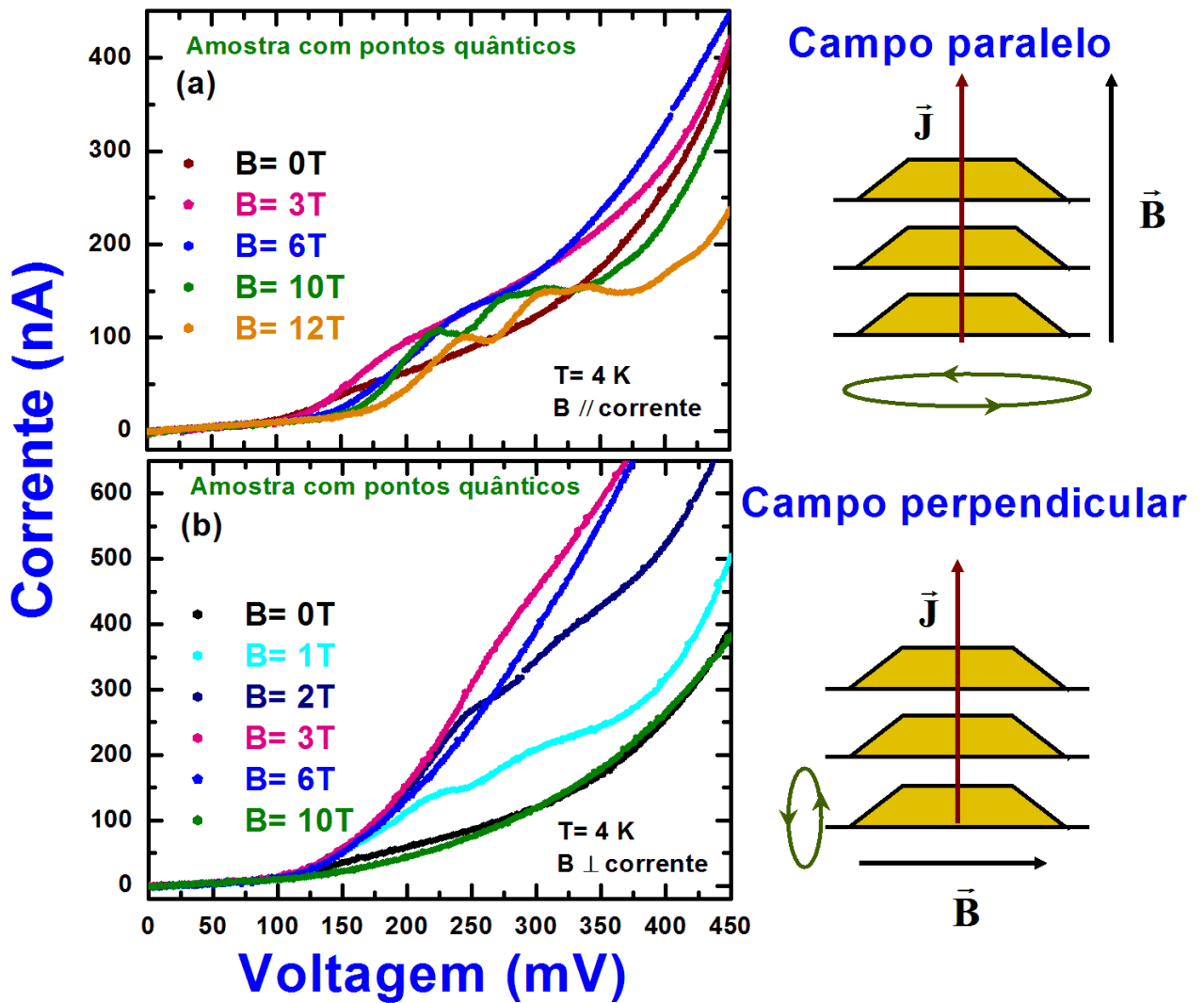


Figura 3.31: (a) Característica $I-V$ para um campo magnético aplicado paralelo à direção de crescimento. (b) Característica $I-V$ para um campo magnético aplicado perpendicular à direção de crescimento.

3.4.3 Conclusões

Investigamos o comportamento das ressonâncias observadas na característica I - V das amostras, em função do campo magnético, para estudar o acoplamento entre os estados eletrônicos de pontos quânticos em camadas sucessivas. Em campos magnéticos paralelos à direção de crescimento, as oscilações observadas nas curvas características I - V evidenciaram um claro *splitting* que pôde ser modelado pelo tunelamento através de estados com polarização de spin. As análises apresentadas com base em nosso modelo para a origem das oscilações permitem determinar uma diferença de fator g de Landé de pontos quânticos pertencentes a camadas adjacentes de aproximadamente 0,8. Essa diferença no fator g é atribuída ao aumento gradativo no tamanho dos pontos quânticos ao longo da direção de crescimento. Medidas de AFM realizadas por nossos colaboradores indicam que esta diferença obtida no fator g ocorra principalmente entre as três ou quatro primeiras camadas, onde se dá a maior variação de tamanho nos pontos quânticos. A ordem de grandeza do valor obtido para a diferença de fatores g está de acordo com resultados experimentais e teóricos encontrados na literatura.

No caso da aplicação do campo magnético perpendicular à direção de crescimento, o tunelamento ressonante entre estados de pontos quânticos só pôde ser observado para campos magnéticos baixos, pois devido a forma assimétrica dos pontos, campos mais intensos reduzem rapidamente a probabilidade de tunelamento. Para essa configuração de campo não foi possível a verificação experimental do *splitting* dos níveis dos pontos quânticos na amostra estudada.

Pontos quânticos em microcavidades semicondutoras

4.1 Introdução

Em 1917, em sua teoria da radiação [73], Albert Einstein introduziu os conceitos de emissão espontânea e emissão estimulada. Mais recentemente, uma nova geração de experimentos mostra que a taxa de emissão espontânea pode ser intensificada ou suprimida quando o átomo é colocado entre espelhos ou em cavidades [74]. Este efeito, conhecido como Efeito Purcell [75], tem sido verificado em vários experimentos utilizando átomos em cavidades. Atualmente, crescentes inovações nos processos de criação de nanoestruturas produzidas artificialmente têm possibilitado reproduzir estes resultados substituindo átomos por pontos quânticos. Diferente dos átomos, os pontos quânticos possuem a vantagem de poderem ser fixados naturalmente em qualquer posição dentro da cavidade [76]. Estes revolucionários conceitos têm sido amplamente estabelecidos com o grande desenvolvimento nos estudos teórico e experimental da eletrodinâmica quântica de cavidades

(CQDE, *Cavity Quantum Electrodynamics*). A eletrodinâmica de cavidades lida com as modificações das propriedades dos campos eletromagnéticos que são induzidas pela presença de condições de contorno para o campo, como espelhos e interfaces, por exemplo [77].

Uma cavidade ideal pode confinar a luz indefinidamente, sem nenhuma perda, e pode ter frequências ressonantes (modos da cavidade) em valores bem definidos [18]. Desvios desta condição ideal são descritos pelo fator de qualidade Q , que é dado por:

$$Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (4.1)$$

onde λ é o comprimento de onda de ressonância da cavidade e $\Delta\lambda$ é a largura a meia altura do pico no espectro da radiação emitida pela cavidade [77].

A interação do emissor com os modos da cavidade é caracterizada por dois distintos comportamentos. Se a cavidade é boa o suficiente para armazenar o fóton por um período de tempo tal que a emissão possa ser reversível, o sistema está em um regime de acoplamento forte. Neste caso, o fóton emitido é reabsorvido pelo emissor antes de ser emitido para fora da cavidade, dando origem às oscilações de Rabi entre o emissor e os modos da cavidade. Neste regime de acoplamento forte, o emissor e a cavidade não podem ser mais descritos separadamente, pois é observado um estado acoplado emissor/modo da cavidade. Por outro lado, se a cavidade não armazena o fóton por um período longo o suficiente, o emissor está no regime de emissão espontânea irreversível e o fóton é emitido no modo da cavidade. Este é o regime de acoplamento fraco. Neste caso, o efeito da cavidade é inibir ou intensificar a taxa da emissão espontânea (Efeito Purcell) [77, 78].

O fator Purcell descreve a quantidade pela qual a taxa de emissão espontânea é intensificada para um emissor em ressonância com um modo da cavi-

dade. Este fator, como será visto mais adiante, é proporcional ao fator de qualidade do modo, Q , e é inversamente proporcional ao volume efetivo do modo, V . Ou seja, para cavidades ópticas que possuem fatores de qualidades elevados e pequenos volumes, o efeito Purcell é intensificado. Por esse motivo, desde 1990, muitos tipos de microcavidades fornecendo um confinamento tridimensional (3-D) para os fótons têm sido desenvolvidas.

Cavidades na forma de micropostes, mais comumente conhecidas como micropilares, têm desempenhado um papel muito importante em recentes aplicações do efeito Purcell. Os micropilares têm a vantagem de possuírem cavidades de pequenos volumes e valores de Q relativamente grandes, tendo uma emissão padrão que se ajusta bem no acoplamento e manipulação de fótons emitidos [18], podendo também incorporar pontos quânticos como emissores.

Na Figura 4.1 temos representado um esquema de um micropilar em que um ponto quântico isolado emite espontaneamente um fóton, o qual tem sua taxa de emissão espontânea intensificada pelo efeito Purcell.

Em estruturas desse tipo, a luz tende a ser confinada na cavidade devido às reflexões múltiplas nos espelhos DBR (*Distributed Bragg Reflector*) na vertical, enquanto o confinamento no plano se dá por reflexão interna total. Em termos de aplicações tecnológicas as microcavidades, na forma de micropilares, têm recebido notável atenção por serem utilizadas na fabricação de fontes de fótons únicos e em lasers tipo VCSELs (*Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*).

Nesta segunda parte do trabalho estudaremos amostras semelhantes à esquematizada na Figura 4.1, em que os emissores são pontos quânticos auto-organizados de InAs. Antes da apresentação dos resultados experimentais, que será feita no capítulo 5, faremos, neste capítulo, uma introdução dos prin-

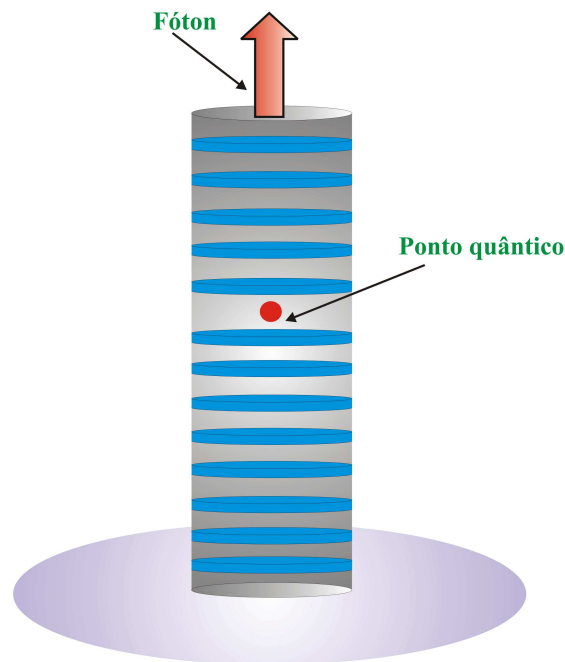


Figura 4.1: Esquema de um micropilar contendo um ponto quântico isolado no centro da cavidade, emitindo um fóton.

cipais conceitos sobre microcavidades, os quais serão úteis na compreensão dos resultados experimentais.

4.2 Microcavidades semicondutoras

Uma cavidade óptica ou ressonador óptico é um arranjo formado por duas faces refletoras sobre os dois lados de uma camada espaçadora, ou camada ativa. A luz confinada na cavidade sofre múltiplas reflexões nos espelhos e, devido aos efeitos de interferências, somente certos valores de frequências serão mantidos na cavidade sendo os outros suprimidos por interferências destrutivas. Em geral, os padrões de radiação que são reproduzidos em cada ida

e volta da luz dentro da cavidade são mais estáveis, e esses são os chamados modos de frequência da cavidade ou frequências de ressonância.

O tipo mais comum de cavidade óptica é a conhecida cavidade Fabry-Pérot [79]. Uma cavidade Fabry-Pérot é um instrumento óptico composto por uma lâmina transparente com duas superfícies altamente refletoras, também chamada de étalon, ou no lugar da lâmina pode-se ter, também, dois espelhos paralelos altamente refletoras, como indicado na Figura 4.2.

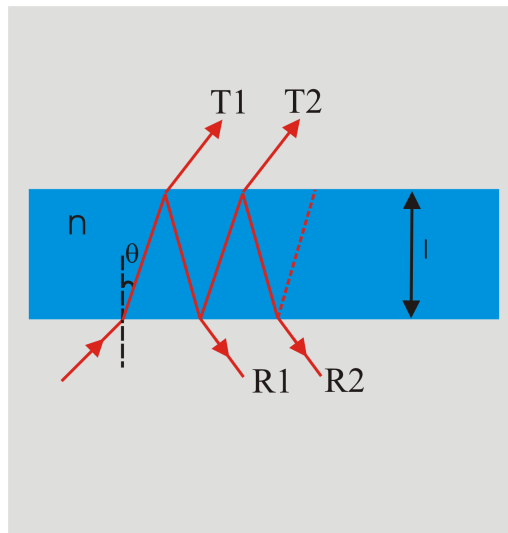


Figura 4.2: Cavidade Fabry-Pérot. O feixe de luz que penetra o material sofre múltiplas reflexões internas.

Nessas estruturas, os espectros de transmissão em função do comprimento de onda exibem picos de grande transmissão que correspondem às ressonâncias da cavidade Fabry-Pérot. As variações verificadas na função de transmissão são causadas pelas interferências entre as múltiplas reflexões da luz entre as duas superfícies refletoras. Ocorrem interferências construtivas se os feixes de luzes transmitidos estão em fase. Se os feixes de luzes transmitidos estão fora de fase, ocorrem interferências destrutivas e isto corresponde a mínimos na função de transmissão. Os múltiplos feixes refletidos estarão em

fase ou não dependendo dos valores do comprimento da luz incidente (λ), do ângulo que a luz faz com a normal dentro da camada ativa (θ), da espessura (l) e do índice de refração (n) da camada ativa.

A diferença de fase (δ) entre sucessivas reflexões é dada por:

$$\delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)2nl\cos(\theta). \quad (4.2)$$

Os máximos de transmissão ocorrem quando a diferença de caminho óptico entre dois feixes de luz ($2nl\cos(\theta)$) é um número inteiro de comprimentos de onda.

Quando a camada espaçadora que forma a cavidade tem dimensões comparáveis ao comprimento de onda da luz no material (microcavidade), efeitos quânticos dos campos eletromagnéticos da luz passam a ser observados. O tipo mais comum de microcavidade é a microcavidade plana. Existem dois principais tipos de microcavidades planas: com espelhos metálicos ou com espelhos de Bragg.

Os espelhos de Bragg, mais comumente conhecidos por espelhos DBR (*Distributed Bragg Reflector*), consistem em camadas alternadas de materiais semicondutores com diferentes espessuras e índices de refração. Nesses espelhos, as altas reflectâncias são obtidas por interferências construtivas e podem chegar a 99.9 %. Sabendo que o valor do comprimento de onda da luz depende do índice de refração do meio no qual ela se propaga, um máximo de refletância é observado quando as espessuras das camadas que formam o espelho, denominadas de l_1 e l_2 , por exemplo, são dadas por:

$$n_1l_1 = n_2l_2 = \frac{\lambda_0}{4}, \quad (4.3)$$

onde n é o índice de refração do material da camada e λ_0 é o comprimento

da luz no vácuo.

Os espelhos DBR que compõe a estrutura da nossa amostra foram produzidos por camadas alternadas de GaAs/AlGaAs. A Figura 4.3 mostra um diagrama simplificado de uma microcavidade plana. Neste tipo de microcavidade, o confinamento da luz se dá na longitudinal (ao longo da direção Z na Figura 4.3), devido às reflexões dos espelhos de Bragg. Foi de uma microcavidade plana semelhante a mostrada nesta figura que se originou os micropilares que estudamos neste trabalho.

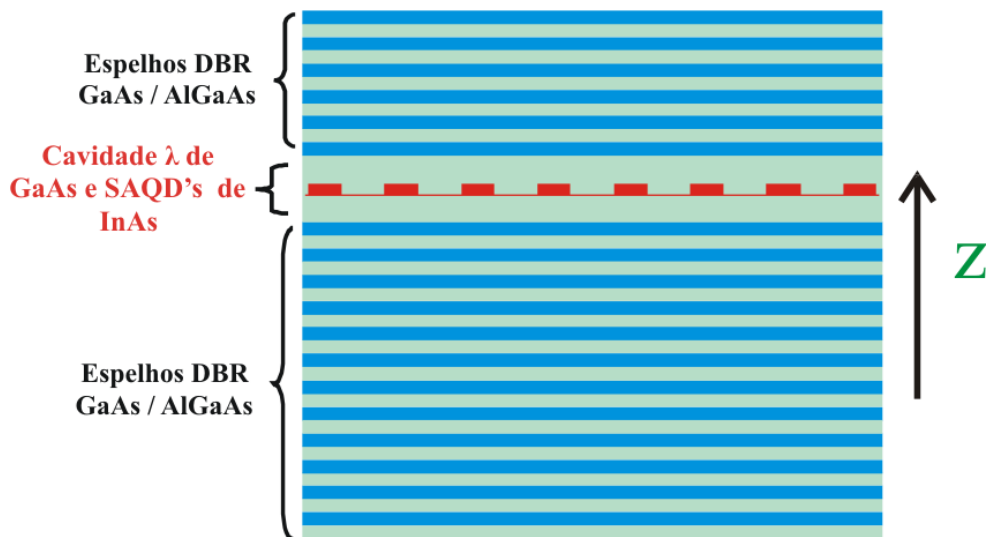


Figura 4.3: Diagrama simplificado de uma microcavidade plana.

Como pode ser visto na Figura 4.3, para esta cavidade, os espelhos DBR são separados por uma camada ativa com a espessura de um comprimento de onda (λ). No centro da camada estão localizados os emissores, que neste caso são pontos quânticos. O valor da espessura da cavidade é determinado pelas características do emissor que se utiliza. Vamos supor, por exemplo, que os emissores sejam pontos quânticos de InAs e que o material que forma a camada ativa da cavidade é GaAs. Sabendo-se por meio de medidas de fotolu-

minescência que pontos quânticos de InAs inseridos em uma matriz de GaAs emitem no vácuo em um comprimento de onda em torno de 930 nm (λ_0), a cavidade e as camadas que formam os espelhos DBR terão espessuras tais que permitirão a existência de modos de frequências ressonantes com a emissão dos pontos quânticos. No caso da Figura 4.3, se utilizássemos o emissor anteriormente citado, e uma cavidade λ , as espessuras seriam:

1. **Camada de GaAs do espelho DBR:**

$$Espessura = \frac{\lambda_0}{4n_{GaAs}} \quad (4.4)$$

2. **Camada de AlGaAs do espelho DBR:**

$$Espessura = \frac{\lambda_0}{4n_{AlGaAs}} \quad (4.5)$$

3. **Camada de GaAs que forma a cavidade:**

$$Espessura = \frac{\lambda_0}{n_{GaAs}} \quad (4.6)$$

onde $\lambda_0 = 930$ nm. Cavidades com outras espessuras, por exemplo $3/2 \lambda$ ou $\lambda/2$, são também muito utilizadas [80].

4.3 Fabricação dos micropilares

Para aumentar o fator Purcell é necessário reduzir o volume da cavidade sem degradar a qualidade óptica da mesma, ou seja, seu fator de qualidade. Dentro deste contexto, os micropilares são candidatos ideais para se obter

grandes fatores Purcell. Estruturas na forma de pilares são fabricados a partir de microcavidades planas. Os passos utilizados para processar estes tipos de estruturas são muito semelhantes àqueles utilizados para se produzir pontos quânticos individuais utilizando a técnica de litografia (Figura 2.4), como apresentado de forma simplificada na Figura 4.4.

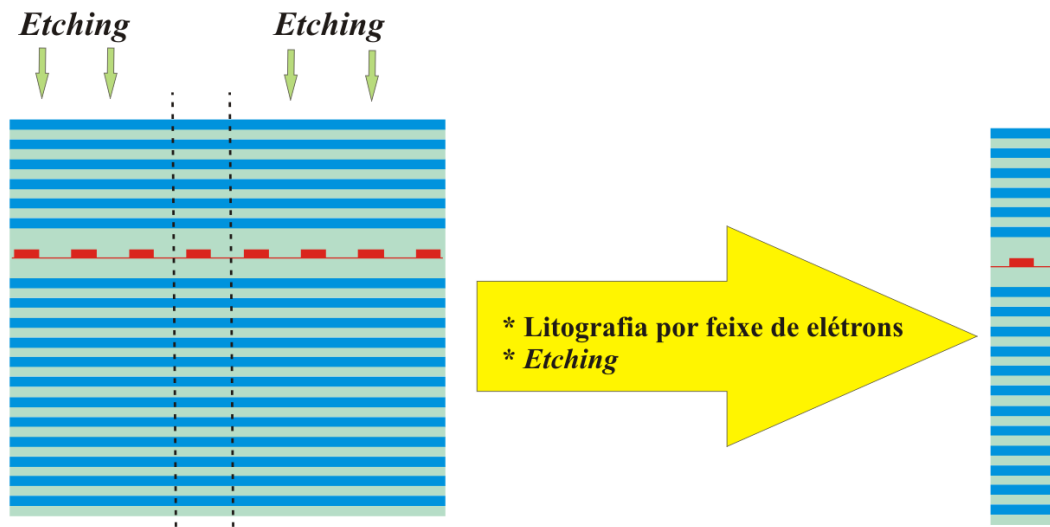


Figura 4.4: Esquema simplificado da fabricação de micropilares a partir de uma microcavidade plana. Toda a região externa às duas linhas pontilhadas, que não foi exposta ao feixe de elétrons, é corroída por íons reativos. A parte interna formará um pilar.

Para o *etching*, vários tipos de máscaras podem ser utilizadas, como: máscaras metálicas (níquel), máscaras dielétricas (Si_3N_4) ou máscaras à base de polímeros [77]. No caso da amostra que utilizamos neste trabalho, que será detalhada no capítulo 5, é depositado, também, sobre a microcavidade plana, uma fina camada de SiO_2 . Esta camada de óxido facilita o *etching* de pilares com razão altura/largura elevada e inibe a degradação lateral do alumínio, presente nos espelhos DBR, que pode ocorrer durante a remoção da máscara [81].

Os padrões que definem os pilares são todos feitos por litografia. Como os diâmetros dos pilares são da ordem de sub-mícron, a litografia óptica é descartada e utiliza-se litografia por feixe de elétrons, que permite resoluções da ordem de 10 nm. Uma outra vantagem apresentada por esse tipo de litografia é que ela é mais flexível, pois permite mudar o desenho (padrão) facilmente, de uma amostra para outra. Na Figura 4.5 temos um bom exemplo desta flexibilidade. Esta figura mostra uma fotografia parcial que fizemos na nossa amostra, utilizando um microscópio óptico. É possível observar que em uma mesma microcavidade plana foram desenhados padrões de pilares circulares com diferentes diâmetros.

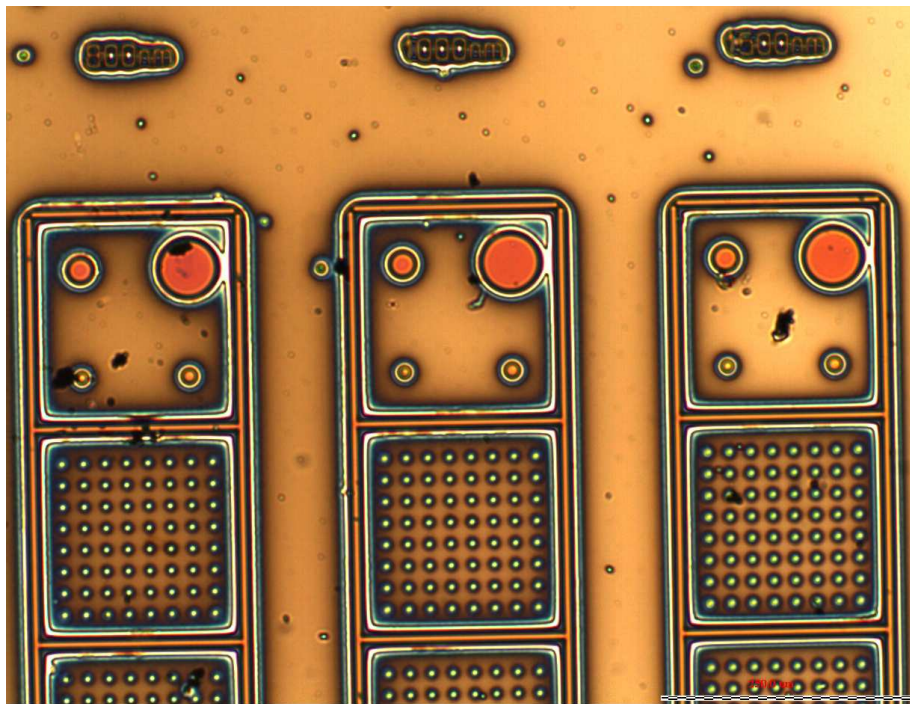


Figura 4.5: Imagem obtida por meio de um microscópio óptico em parte da amostra que será estudada no próximo capítulo. Da esquerda para a direita temos, respectivamente, matrizes com pilares circulares de 800 nm, 1000 nm e 1500 nm de diâmetro nominal.

É muito importante que o perfil do pilar seja o mais isotrópico possível, com o mínimo de rugosidade e defeitos de borda, pois qualquer um desses fatores, como será visto adiante, degrada o fator de qualidade do pilar. Logo, a parte crucial na hora da fabricação dos pilares é o *etching*, pois ele definirá quão bom será o pilar.

4.4 Modos nos micropilares

No caso das microcavidades na forma de micropilares, o confinamento da luz se dá nas três direções espaciais. Na longitudinal (ao longo da direção de crescimento), temos um confinamento devido às múltiplas reflexões de Bragg e nas outras duas direções transversais, o confinamento é devido à reflexão interna total. Em estruturas desse tipo, cujo confinamento é tridimensional, é difícil de se estudar a estrutura modal dos campos eletromagnéticos (EM) e métodos numéricos freqüentemente são necessários [77].

Para o cálculo dos modos eletromagnéticos confinados, um micropilar pode ser considerado como um guia de onda mas de tamanho finito. Consideremos o pilar como sendo representado pelo guia de onda na Figura 4.6, em que a luz se propaga ao longo da direção z , e o confinamento nas três direções espaciais se dá pela diferença de índice de refração nas laterais e pela presença de espelhos altamente refletivos nas bordas.

Em geral, a classificação dos modos nessa cavidade segue a nomenclatura tradicional dada para os guias de onda [82], que distingue entre os modos TE (modos transverso-elétricos, os também chamados modos H: o campo elétrico é perpendicular à direção de propagação, $E_z = 0$) e os modos TM (modos transverso-magnéticos, os também chamados modos E: o campo magnético

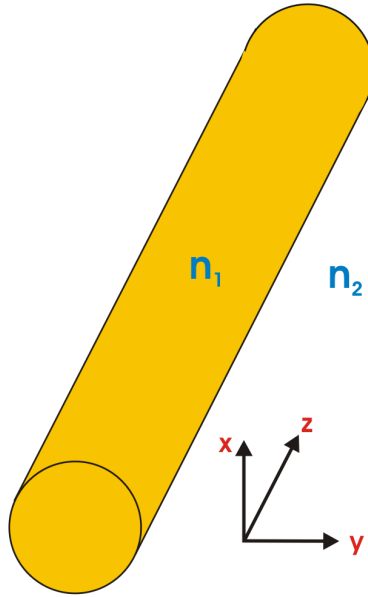


Figura 4.6: Geometria do guia de onda considerado. O campo é confinado pela diferença de índice de refração nas laterais e pela presença de espelhos altamente refletivos nas bordas, e propaga ao longo da direção z .

é perpendicular à direção de propagação, $H_z = 0$). Existem também os chamados modos híbridos em que E_z e H_z são diferentes de zero. Em um modo híbrido do tipo EH por exemplo, a componente E_z é maior do que a componente H_z , em relação às suas respectivas componentes transversas, sendo este portanto, um modo do grupo transverso-magnético. Da mesma forma um modo do tipo HE seria um modo do grupo transverso-elétrico. Nós adotamos essa nomenclatura para a classificação dos modos das estruturas que iremos analisar no próximo capítulo. O modo HE_{11} é o chamado modo fundamental da guia, pois é o modo de menor frequência. Este é o modo mais estudado para aplicações do efeito Purcell em micropilares.

A Figura 4.7 mostra resultados teóricos e experimentais da posição espectral dos modos confinados (ΔE), para micropilares de diferentes diâmetros,

obtidos por Gérard e colaboradores [83]. Como pode ser visto na figura, um aumento no confinamento (diminuição do raio do pilar) gera um claro aumento de ΔE para todos os modos, bem como uma maior separação em energia entre os modos.

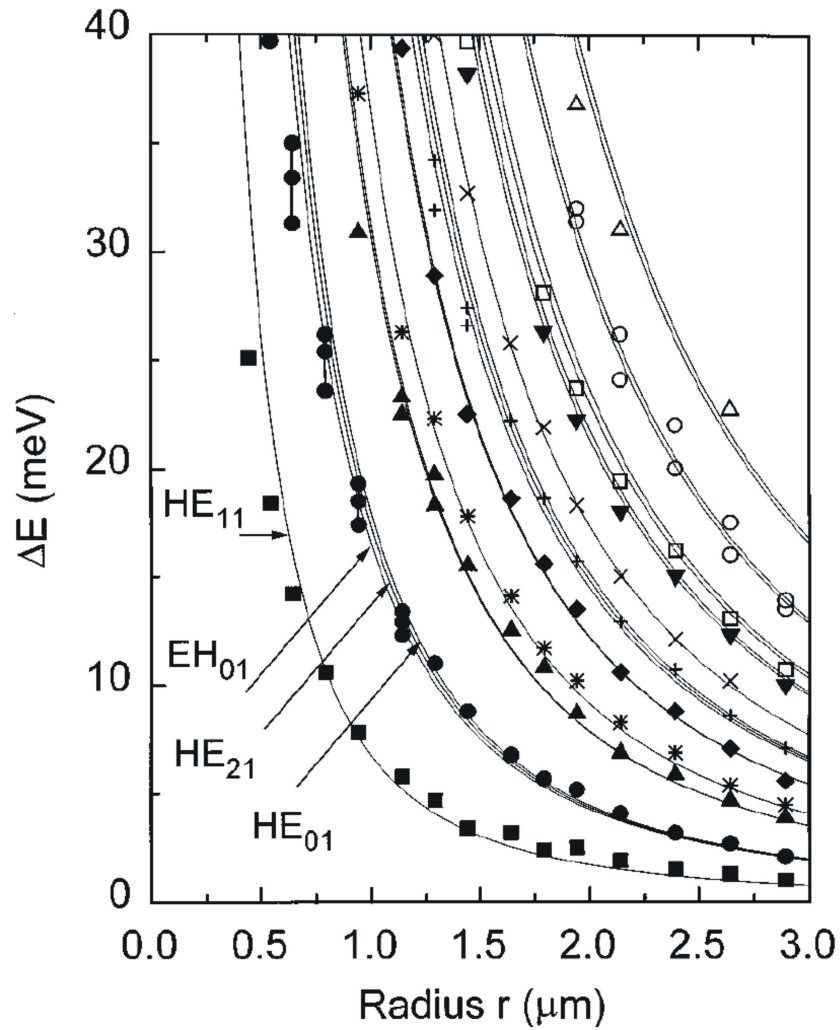


Figura 4.7: Posição espectral dos modos confinados em micropilares de diferentes diâmetros. Cada símbolo é associado a um dado grupo de modos e os símbolos idênticos conectados por uma linha vertical são um conjunto de modos que podem claramente ser resolvidos experimentalmente. Imagem reproduzida da referência [83].

4.5 Efeito Purcell

No final dos anos 40, E. M. Purcell verificou que a taxa de emissão espontânea de radiação pode ser modificada inserindo o emissor no interior de uma cavidade óptica ressonante [75]. Este fenômeno, conhecido como efeito Purcell, tem sido verificado em numerosos experimentos que envolvem, por exemplo, pontos quânticos em micropilares [46, 76, 77, 78, 84].

No ponto de vista de Purcell, o emissor interage com um modo que tem um volume e fator de qualidade bem definidos. O volume efetivo do modo, V_{ef} , descreve o tamanho da região ocupada pela onda estacionária da luz confinada em um dado modo da cavidade e é definido como

$$V_{ef} = \frac{\int \int \int n^2(\mathbf{r}) |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r}}{n^2 |\mathbf{E}_{max}|^2}, \quad (4.7)$$

onde $n(\mathbf{r})$ é a dependência espacial do índice de refração e n é o índice de refração na posição espacial máxima do campo elétrico $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, que induz a emissão espontânea.

A figura de mérito proposta por Purcell, o fator Purcell (F_P), relaciona a taxa de emissão espontânea de um emissor no vácuo (na ausência de qualquer cavidade), Γ_0 , com a taxa de emissão espontânea de um emissor colocado dentro de uma cavidade, Γ_{cav} . Essa relação é definida por:

$$\Gamma_{cav} = F_P \Gamma_0. \quad (4.8)$$

Uma forma simplificada de se chegar à relação proposta por Purcell para o F_P é considerar primeiramente um único dipolo radiante em um regime de acoplamento fraco com um único modo da cavidade, embebido em um meio de índice de refração n [77, 84]. Se a linha de emissão do dipolo é muito

mais estreita espectralmente quando comparada à linha espectral do modo da cavidade com o qual o dipolo está em ressonância, pode-se considerar que o dipolo enxerga um contínuo de modos. No vácuo, a densidade de estados eletromagnéticos é uma curva suave e contínua que cresce com o quadrado da frequência, entretanto, uma cavidade óptica, devido à quantização gerada pelas dimensões da cavidade, muda a densidade de estados do campo para uma densidade do tipo Lorentziana, como mostrado na Figura 4.8, alterando a intensidade local do campo com o qual o emissor se acopla.

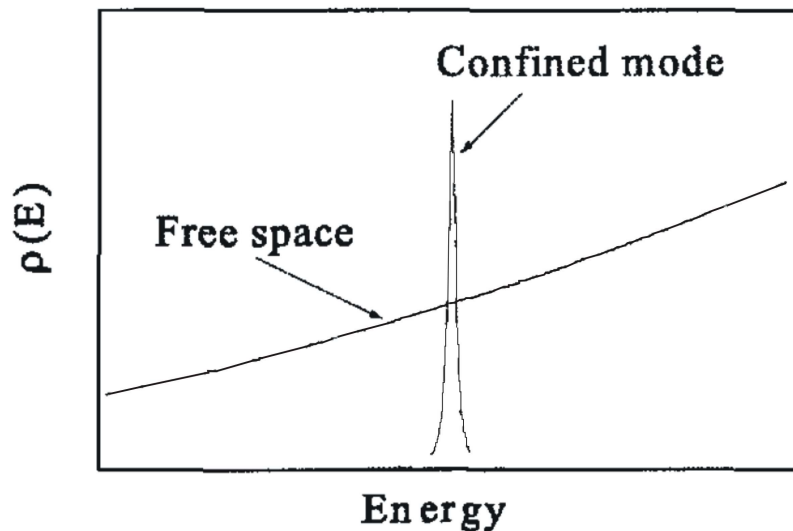


Figura 4.8: Modificação da densidade de estados para um modo confinado. Imagem reproduzida da referência [77].

Ainda assim, a taxa de emissão espontânea deste dipolo acoplado a um modo da cavidade pode ser obtida através da Regra de Ouro de Fermi. Segundo essa regra, se $|i\rangle$ e $|f\rangle$ são os autoestados de um Hamiltoniano H_0 sujeito a uma perturbação H' , a probabilidade de ocorrer uma transição do estado inicial $|i\rangle$ para o contínuo de estados $|f\rangle$ é dada pela fórmula [85]:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar^2} \left| \langle f | H' | i \rangle \right|^2 \rho_f, \quad (4.9)$$

onde ρ_f é a densidade de estados finais.

Para o caso de um dipolo elétrico \mathbf{d} interagindo em um ponto \mathbf{r} e em um tempo t com o campo \mathbf{E} , a taxa de emissão espontânea de um emissor com energia $\hbar\omega_e$ pode ser escrita como:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\hbar^2} |\langle f | \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_e) | i \rangle|^2 \rho(\omega_e), \quad (4.10)$$

onde $\rho(\omega_e)$ é a densidade de estados do campo eletromagnético na frequência angular do emissor, \mathbf{d} é o vetor dipolo elétrico, \mathbf{E} é o operador campo elétrico, \mathbf{r}_e a localização do emissor, e o elemento de matriz para a interação é calculado para os vários modos vistos pelo emissor.

Em geral, uma cavidade óptica reduz o número de modos permitidos para a emissão espontânea e portanto aumenta a intensidade do campo de vácuo nesses modos e sua orientação em relação ao dipolo dentro da cavidade são todas modificadas. A emissão espontânea pode ser modificada ou inibida, de acordo com a seguinte equação [77, 84]:

$$\frac{\Gamma_{cav}}{\Gamma_0} = \frac{3Q(\lambda_{cav}/n)^3}{4\pi^2 V_{ef}} \frac{\Delta\omega_{cav}^2}{4(\omega - \omega_{cav})^2 + \Delta\omega_{cav}^2} \cdot \frac{|\mathbf{E}(\mathbf{r}_e)|^2}{|\mathbf{E}_{max}|^2} \cdot \eta^2, \quad (4.11)$$

onde $\eta = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} / |\mathbf{d}| \cdot |\mathbf{E}|$ descreve a combinação das orientações de \mathbf{d} e \mathbf{E} .

O primeiro termo da equação 4.11 está relacionado somente às propriedades da cavidade (Q, V_{ef}), os outros termos, cujos valores são sempre menores que 1, dependem da relação emissor/cavidade. Para encontrar uma figura de mérito somente da cavidade é conveniente considerar a taxa de emissão espontânea para um emissor ideal, cujas propriedades permitem maximizar a magnitude do efeito Purcell. Este emissor ideal teria que estar:

1. exatamente em ressonância com o modo ($\omega = \omega_{cav}$),
2. localizado no máximo do campo elétrico local, e
3. com seu dipolo alinhado com o campo elétrico local.

Com a aplicação destas condições na equação 4.11, chega-se ao fator F_P proposto por Purcell a mais de sessenta anos atrás,

$$F_P = \frac{3Q(\lambda_{cav}/n)^3}{4\pi^2 V_{ef}}. \quad (4.12)$$

Gérard e colaboradores [46], por meio de medidas de fotoluminescência resolvida no tempo, verificaram que pontos quânticos de InAs inseridos em uma matriz de GaAs apresentam um tempo de decaimento característico maior, quando comparado com o tempo de decaimento para pontos quânticos inseridos na cavidade de um pilar circular com 1 μm de diâmetro. Os pontos quânticos fora de ressonância com o modo fundamental da cavidade apresentaram um tempo de decaimento de aproximadamente cinco vezes maior do que pontos quânticos em ressonância com o modo. Ou seja, os pontos quânticos em ressonância com o modo sofrem um aumento na sua taxa de emissão espontânea, já que o número de fótons emitidos por segundo é maior. Estes resultados se encontram apresentados na Figura 4.9.

O fator Purcell tem sido usado como uma ferramenta poderosa para comparar o potencial de diferentes tipos de microcavidades em intensificar a taxa de emissão espontânea. Cada vez mais tem se buscado construir microcavidades com elevados fatores de qualidade e pequenos volumes, visando intensificar a taxa de emissão espontânea. Na Figura 4.10 são mostradas imagens de microscopia eletrônica de varredura para alguns diferentes tipos de microcavidades fabricadas, e seus respectivos fatores Purcell típicos.

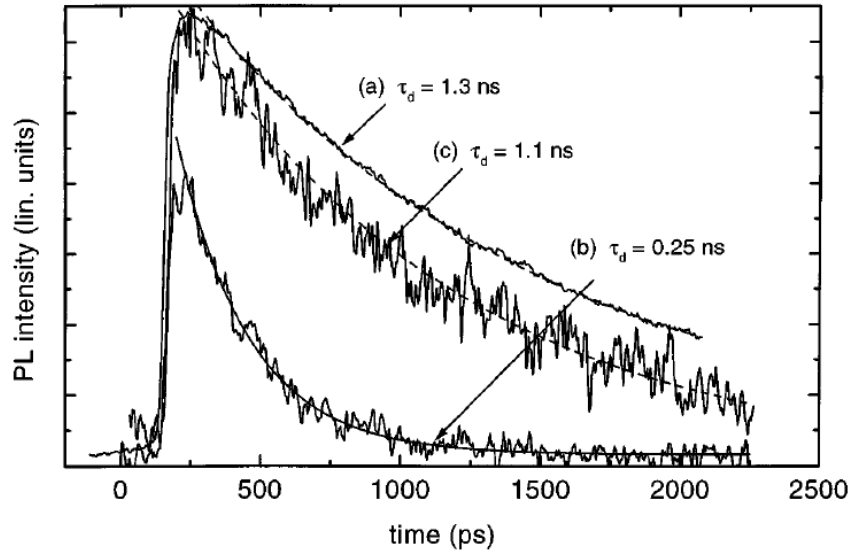


Figura 4.9: Espectros de fotoluminescência resolvida no tempo para pontos quânticos: **(a)** em uma matriz de GaAs, **(b)** dentro do pilar e em ressonância com o modo e **(c)** dentro do pilar e fora de ressonância com o modo. As linhas traçadas em **(a)** e **(c)** são mono exponenciais obtidas do perfil do decaimento. A linha sólida em **(b)** resulta de um modelo teórico utilizado pelos autores. Imagem reproduzida da referência [46].

4.6 Fator de qualidade dos micropilares

Microcavidades na forma de micropilares são de grande interesse no estudo da física básica, pois estas estruturas combinam duas características muito importantes para possíveis aplicação do efeito Purcell em dispositivos: pequenos volumes modais V e elevados fatores de qualidade Q . Entretanto, tem sido verificada experimentalmente que ocorre uma grande diminuição do fator de qualidade à medida em que o diâmetro do pilar é diminuído. Este comportamento é comumente atribuído à rugosidade das bordas, geradas pelo processo de *etching*, que podem produzir perdas por espalhamento. Rivera e colaboradores [88] fizeram um estudo da evolução das perdas ópticas

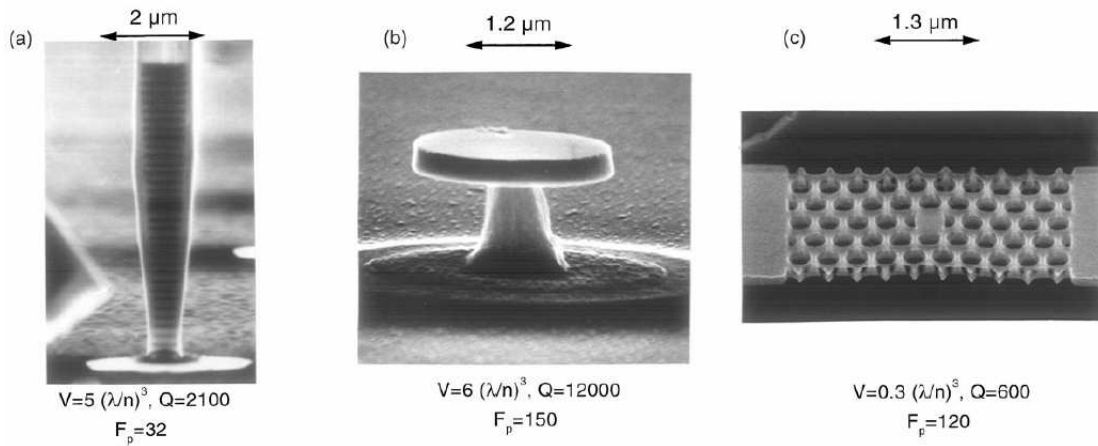


Figura 4.10: Imagens de microscopia eletrônica de varredura para: **(a)** Micropilares com espelhos DBR de GaAs/AlAs [46], **(b)** microdiscos de GaAs [86] e **(c)** Microcavidades obtidas de cristais fotônicos [87].

em função do diâmetro das microcavidades. Por meio de medidas de refletividade, em que os resultados se encontram na Figura 4.11, eles avaliaram os dois principais efeitos da redução do tamanho do micropilar: modificação do comprimento de onda do modo fundamental (deslocamento para maiores energias com a diminuição do tamanho) e variação da largura de linha (aumento devido às elevadas perdas ópticas da cavidade).

O efeito mostrado na Figura 4.11 pode ser visto de forma mais clara na Figura 4.12, que mostra como o fator de qualidade se comporta com a diminuição do diâmetro.

Para diâmetros suficientemente grandes, Q permanece praticamente constante e próximo do valor obtido para a microcavidade plana de referência. A degradação no fator de qualidade que é observada abaixo de um certo diâmetro crítico revela uma redução do tempo de vida do fóton no interior da cavidade. Esta redução é devida à espalhamentos gerados pela rugosidade das laterais dos micropilares, os quais acoplam os modos confinados com modos

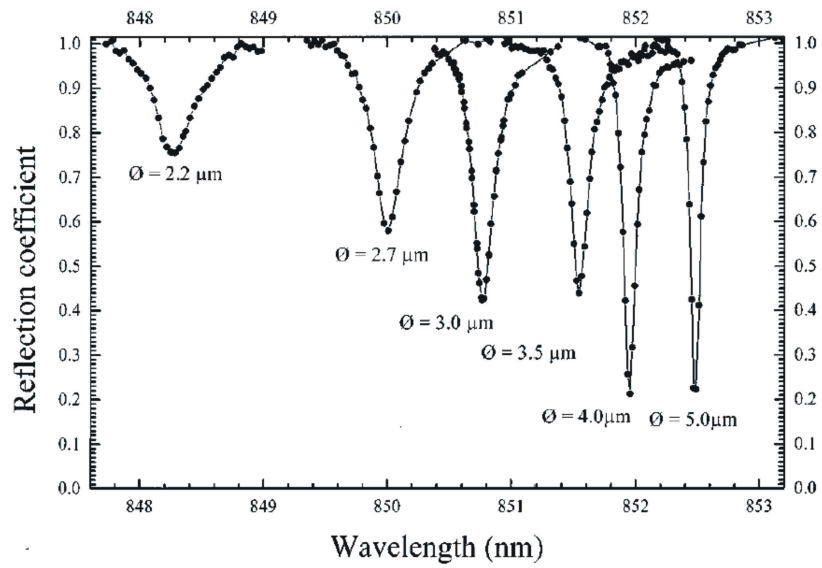


Figura 4.11: Evolução do comprimento de onda de ressonância do micropilar e da largura de linha do sinal em função do diâmetro. Imagem reproduzida da referência [88].

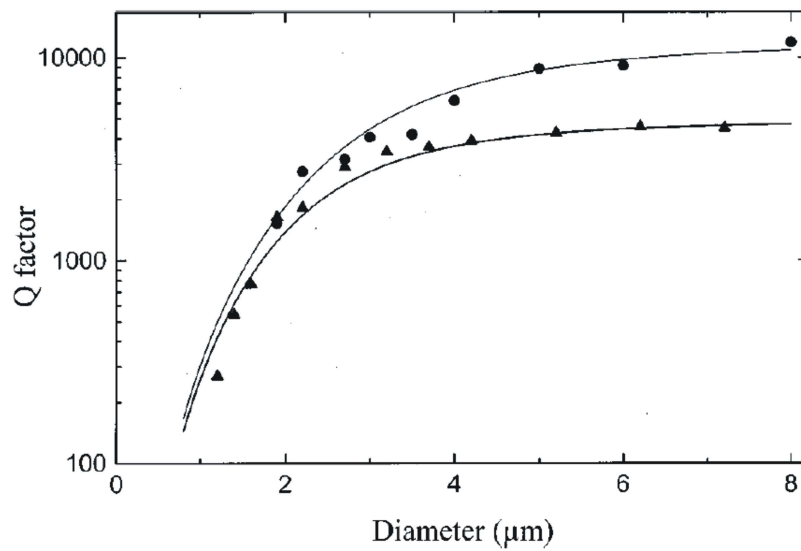


Figura 4.12: Variação do fator Q em função do diâmetro para duas diferentes amostras de micropilares. Imagem reproduzida da referência [88].

radiativos e abrem um novo caminho de escape para os fótons. Portanto, quando se vai analisar a performance de um dispositivo, é muito importante o conhecimento do fator Q da cavidade na presença dessas perdas adicionais de natureza externa. Dentro deste contexto, Lalanne e colaboradores fizeram um estudo teórico do fator de qualidade de micropilares no limite de pequenos diâmetros [89]. Esses estudos revelaram um comportamento surpreendente para os fatores Q no limite de forte confinamento: Q apresentou uma rápida variação oscilatória como função do diâmetro do pilar, chegando a alcançar valores que excedem ao da cavidade plana de referência. A Figura 4.13 mostra os resultados dos cálculos para o comportamento de Q no limite de pequenos diâmetros.

Nas cavidades reais existem mecanismos de perdas radiativas cuja importância relativa depende do diâmetro do pilar, como mencionado anteriormente. 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 dos pilares, surgem modos de perdas que são fracamente confinados pela reflectividade das interfaces do topo e da base dos pilares. Como o diâmetro é variado, esses modos de perda se acoplam ressonantemente com estados ligados da cavidade, causando fortes oscilações no valor de Q . Logo, tanto fatores externos, como defeitos gerados pelo processo de fabricação, quanto fatores intrínsecos, como as oscilações observadas, devem ser levados em conta quando se vai construir micropilares visando aplicações tecnológicas.

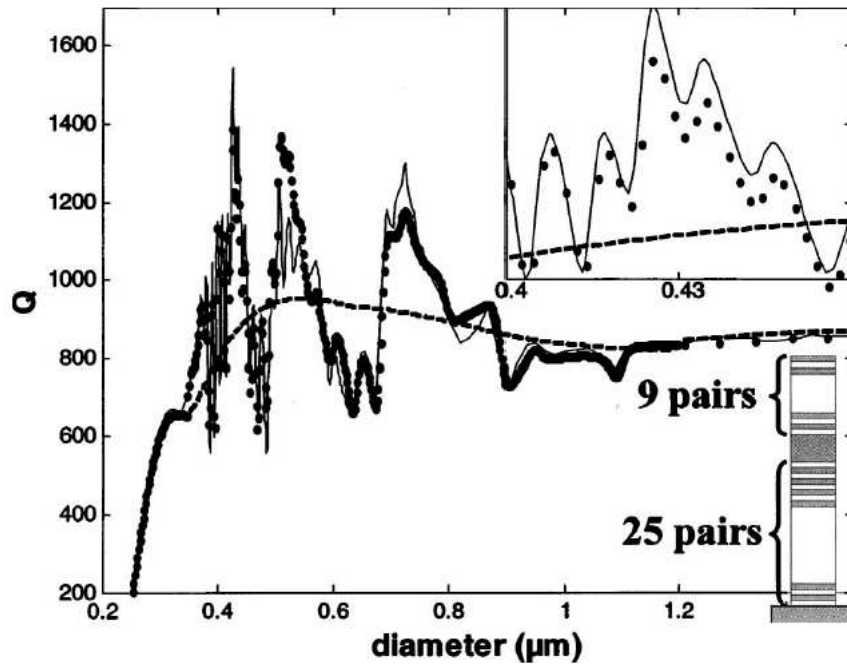


Figura 4.13: Fator Q para microcavidades na forma de micropilares como função do diâmetro (d). As curvas sólidas são os cálculos numéricos exatos e as curvas pontilhadas e tracejadas representam previsões obtidas usando métodos aproximativos. O inserto no alto mostra uma visão ampliada para a região de d em torno de $0,43 \mu\text{m}$ e o inserto na parte de baixo mostra a geometria da estrutura utilizada nos cálculos. Imagem reproduzida da referência [89].

4.7 Aplicações

A emissão espontânea é um fenômeno fundamental associado com a criação da luz. Entretanto, ela pode frequentemente limitar a performance de dispositivos fotônicos em algumas aplicações. Por exemplo, nos LEDs (*light-emitting diodes*), uma grande quantidade da luz que é emitida espontaneamente é confinada dentro do material e não pode ser extraída do dispositivo, limitando seu desempenho [90].

Similarmente em lasers, que são fontes de luz coerente, a emissão espontânea que não se acopla ao modo laser aumenta a corrente de *threshold*. Têm-se usado microcavidades na forma de micropilares e com elevados fatores de qualidade para projetar lasers, buscando controlar a taxa de emissão espontânea [91]. Em estruturas desse tipo, os fótons emitidos espontaneamente são acoplados de forma eficiente com o modo laser permitindo uma baixa corrente de *threshold*. Uma medida quantitativa desta eficiência é dada pelo fator de acoplamento da emissão espontânea, fator β , o qual é definido como a razão da emissão espontânea acoplada pelo modo laser, normalizada pela emissão espontânea total. No limite de $\beta \rightarrow 1$, toda a emissão estaria direcionada no modo laser, gerando assim um laser *thresholdless* (com uma corrente de corte mínima).

A operação laser de microcavidades na forma de micropilares é identificada por medidas de variação da potência a uma temperatura fixa. A Figura 4.14 mostra medidas, feitas por Reitzenstein e colaboradores [91], da intensidade e da largura de linha do modo fundamental em função da potência de excitação do laser, para um pilar de 4000 nm de diâmetro .

Como pode ser verificado na figura, o sinal aumenta de forma linear abaixo do *threshold*, que está em torno de 20 mW. Após esse valor, o sinal apresenta um comportamento superlinear, indicando um domínio da emissão estimulada. Simultaneamente, a largura de linha do sinal emitido diminui fortemente com o aumento da potência de excitação e em torno do *threshold*, a largura de linha do sinal está no limite da resolução experimental, alcançando seu valor mínimo, o que caracteriza uma estrutura do tipo laser.

Uma outra aplicação pretendida para microcavidades na forma de micropilares seria a construção de eficientes fontes de fótons únicos. O aumento da emissão espontânea (Efeito Purcell) é o fenômeno chave para a operação

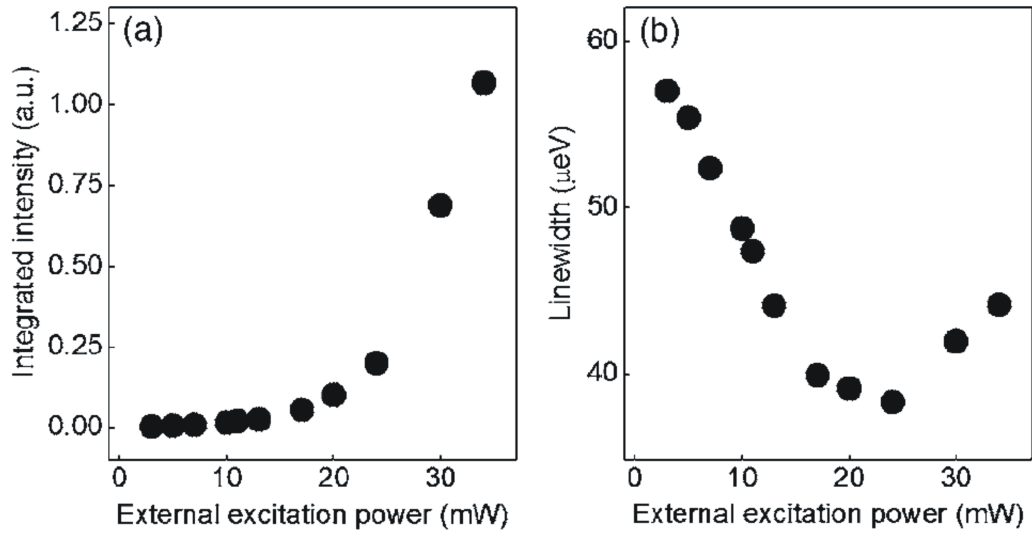


Figura 4.14: (a) Intensidade do modo fundamental em função da potência de excitação do laser à 19 K. O *threshold* laser se dá em torno de 20 mW, caracterizado por um aumento superlinear da intensidade de saída. (b) Correspondente largura de linha do modo laser *versus* a potência de excitação externa. Imagem reproduzida da referência [91].

desses dispositivos, os quais se baseiam em pontos quânticos únicos inseridos dentro dos micropilares [89]. Como já mencionado, o crescente interesse em produzir fótons únicos se dá em virtude de sua aplicação na criptografia quântica para codificar informações.

Microluminescência em micropilares semicondutores

5.1 Introdução

Cavidades ópticas com elevados fatores de qualidade e com modos fotônicos de pequenos volumes efetivos são relevantes tanto para aplicações tecnológicas quanto para o estudo da física fundamental [18]. Dentre as vantagens dessas estruturas destacam-se o aumento da taxa da emissão espontânea, o chamado efeito Purcell [75], e/ou o forte acoplamento fóton-éxciton intensificado pelo confinamento da cavidade. Pontos quânticos inseridos nas cavidades representam uma fonte de fótons bem próxima da ideal, pois possuem níveis discretos de energias e elevada eficiência de emissão. Dentro deste contexto, o acoplamento entre os fótons emitidos pelos pontos quânticos e os modos fotônicos da cavidade é uma característica muito importante que precisa ser melhor compreendida e quantificada.

Nos trabalhos realizados até o momento, há um extensivo esforço na investigação do modo de mais baixa energia das cavidades ópticas (modo fundamental) e seu acoplamento com a emissão excitônica do ponto quântico, entretanto, tem sido dada pouca atenção aos modos fotônicos de energias

mais elevadas [76, 83]. Esses modos podem ter comportamentos surpreendentes, como o aumento predito teoricamente para o fator de qualidade em condições de maior confinamento [92]. Para aplicações, o requerimento não é somente maximizar o fator de qualidade Q mas também minimizar o volume modal V , porque o aumento da taxa da emissão espontânea está relacionado à razão Q/V no regime de acoplamento fraco, enquanto que no caso de acoplamento forte, o parâmetro que tem que ser maximizado é a razão Q/\sqrt{V} . Modos fotônicos de energias mais elevadas podem fornecer uma melhor figura de mérito do que o modo fundamental, porque alguns desses modos podem ter maiores fatores de qualidade [92].

O acoplamento entre os pontos quânticos e os modos da cavidade são bem compreendidos teoricamente [46], entretanto, até o momento não há nenhum trabalho experimental que meça este acoplamento diretamente. Portanto, além de nos dedicarmos ao estudo de algumas propriedades ópticas de pontos quânticos individuais de InAs bem como a caracterização de micropilares circulares da ordem de micrômetros de diâmetro, um dos nossos objetivos é investigar experimentalmente o efeito da orientação do dipolo do ponto quântico sobre a intensidade dos modos fotônicos de microcavidades na forma de micropilares.

Para a realização desse trabalho contamos com a colaboração direta do Professor Flávio Orlando Plentz, que coordenou a montagem do sistema de microluminescência, que tem permitido a observação da emissão de pontos quânticos individualmente. Contamos, também, com a colaboração do grupo da *University of Sheffield*, coordenado pelo professor Maurice S. Skolnick, que nos forneceu as amostras. Além disso, todos os cálculos teóricos que serão apresentados foram feitos por Carlos Parra, que atualmente é estudante de mestrado da UFMG sob a orientação do Professor Paulo Sérgio

Soares Guimarães, com a colaboração do Professor Herbert Vinck Posada da Universidade de Antioquia, Medellin, Colombia.

5.2 Metodologia

5.2.1 As amostras

As amostras utilizadas nesta parte do trabalho foram crescidas pela técnica de MBE, na *University of Sheffield* (UK). A microcavidade é constituída de uma cavidade de GaAs com espessura λ e uma única camada de pontos quânticos auto-organizados de InAs, com uma densidade da ordem de 10^{10} cm^{-2} , foi crescida no centro desta cavidade. 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. Os espelhos que formam a base são mais espessos para permitirem que os fótons sejam emitidos preferencialmente na direção do topo da amostra, onde eles serão 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.

O confinamento tridimensional foi obtido por meio da fabricação de pilares com dimensões micrométricas, através de litografia por feixe de elétrons (EBL, *electron beam lithography*) e corrosão por íons reativos, RIE (*reactive ion etching*), como descrito no capítulo 4. Na longitudinal, temos um confinamento da luz devido às múltiplas reflexões de Bragg e nas outras duas direções transversais, o confinamento é devido à reflexão interna total. Na Figura 5.1 são mostradas imagens, obtidas por microscopia eletrônica de varredura, de micropilares de diferentes diâmetros. Em ambas as imagens podemos observar como são nítidas as camadas de GaAs/AlGaAs, que formam os espelhos

DBR, e a cavidade de GaAs.

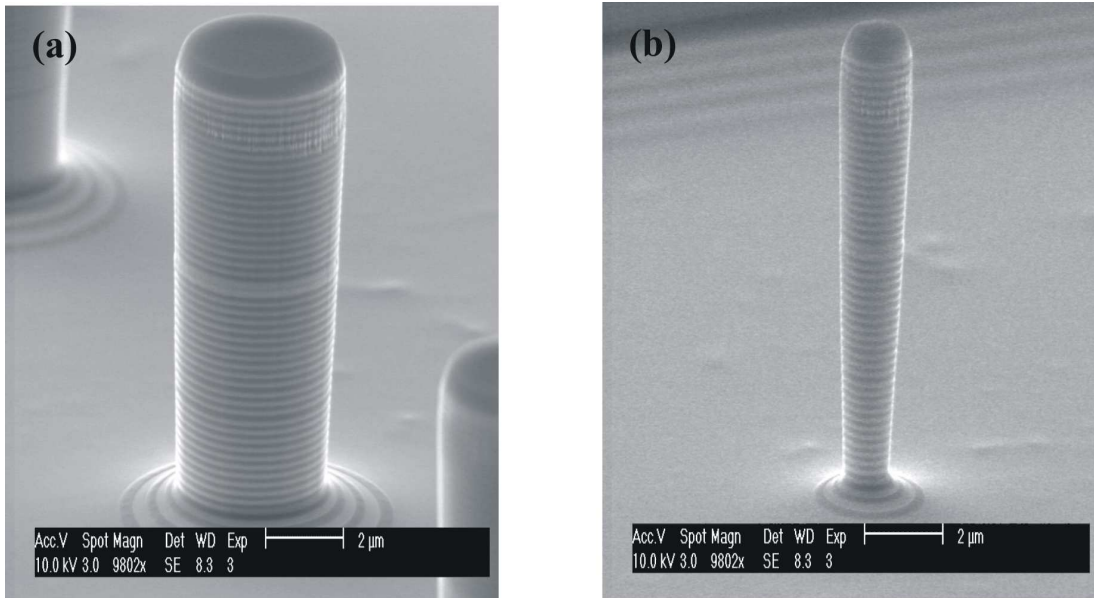


Figura 5.1: Imagens de microscopia eletrônica de varredura de: **(a)** pilar circular de 5000 nm e **(b)** pilar circular de 1000 nm, de diâmetro nominal.

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 contém 64 pilares com o mesmo diâmetro nominal. Na Figura 5.2 é mostrado a visão superior de uma parte da amostra onde pode ser vista uma das matrizes.

5.2.2 Montagem experimental

Os modos fotônicos das estruturas foram investigados fazendo-se o uso de um aparato padrão para medidas de microluminescência. Na Figura 5.3 temos um esquema da montagem experimental que usamos. O laser de Ti-Safira, com um comprimento de onda de aproximadamente 740 nm, é

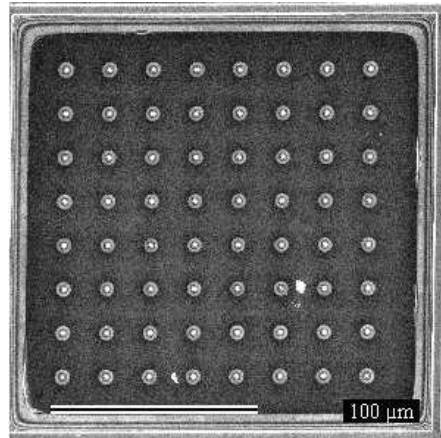


Figura 5.2: Imagem de microscopia eletrônica de varredura de uma matriz contendo 64 pilares de mesmo diâmetro nominal.

bombeado por um laser de argônio (Ar), e a luz emitida chega em um divisor de feixes (*beam splitter*), que desvia parte da luz do laser para uma objetiva. Em uma montagem de microluminescência a objetiva tem um papel primordial, pois é ela quem determina o tamanho do *spot* do laser a ser focado na amostra. Como as amostras a serem estudadas possuem pilares de até 800 nm de diâmetro, temos que produzir um *spot* que ilumine um único pilar.

Com a objetiva mostrada na Figura 5.3 (a), que tem uma ampliação de cinquenta vezes e uma abertura numérica de 0,4, conseguimos um *spot* de laser de aproximadamente $2 \mu\text{m}$. A luz emitida pela amostra é coletada pela mesma objetiva, focalizada sobre um monocromador (espectrômetro) com 0,75 m, e após a dispersão da luz na rede de difração, a intensidade em cada comprimento de onda é registrada por uma CCD de silício (Si). A resolução espectral do equipamento é da ordem de 0,05 nm.

Antes de se coletar o sinal no monocromador, um espelho móvel, o qual reflete a luz para uma câmera de vídeo, é colocado no caminho óptico, pois

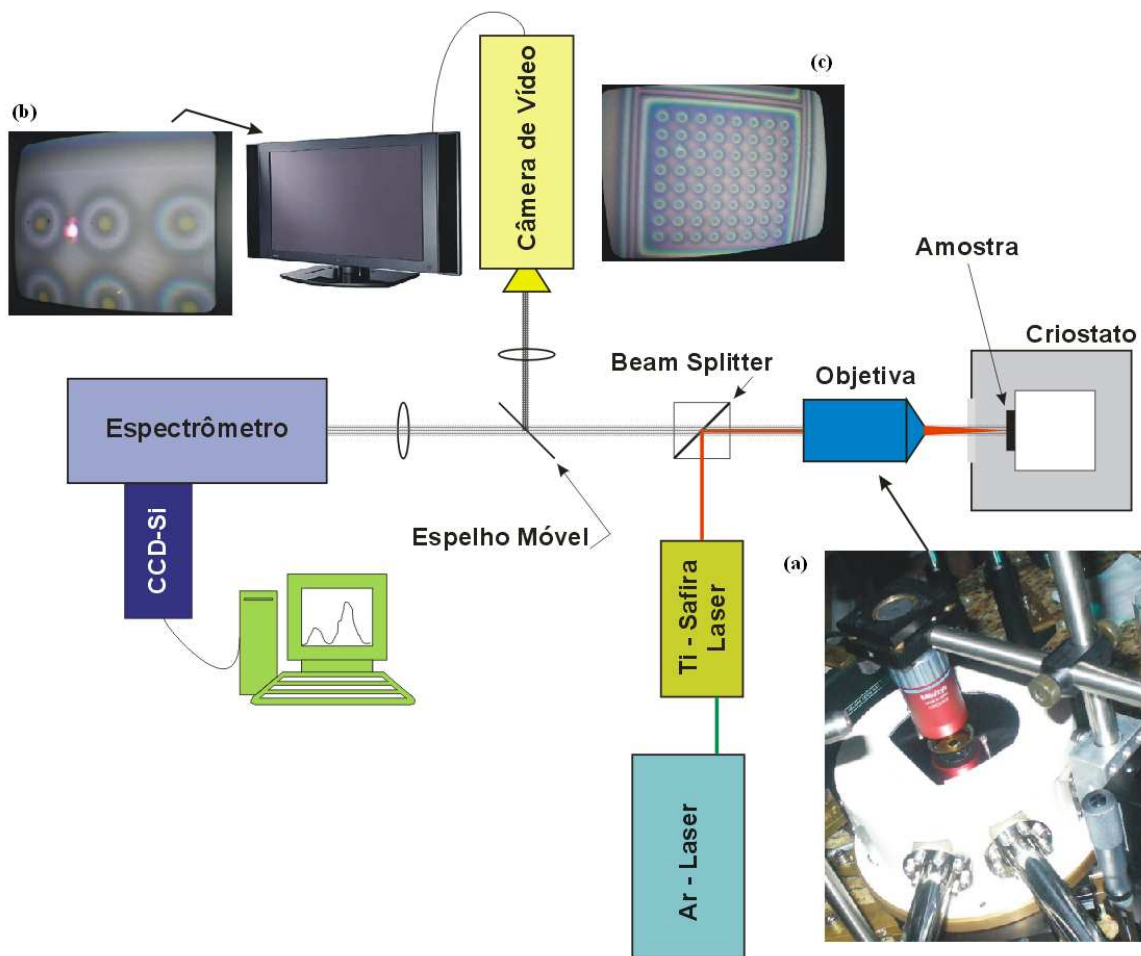


Figura 5.3: Esquema da montagem experimental. Os detalhes mostram (a) visão lateral da objetiva junto à janela do criostato, (b) e (c) imagens do *spot* do laser e de uma matriz de pilares, vistos através da câmera de vídeo.

é necessário que o laser esteja atingindo exatamente um único pilar, como mostrado na Figura 5.3 (b) e em mais detalhes na Figura 5.4. Antes de cada medida, esse procedimento deve ser efetuado, pois vibrações externas podem desviar o laser do micropilar. Com o conjunto: objetiva, lente e câmera de vídeo, conseguimos uma ampliação de quase seis mil vezes e isso nos permitiu ver com clareza até mesmo os menores micropilares.

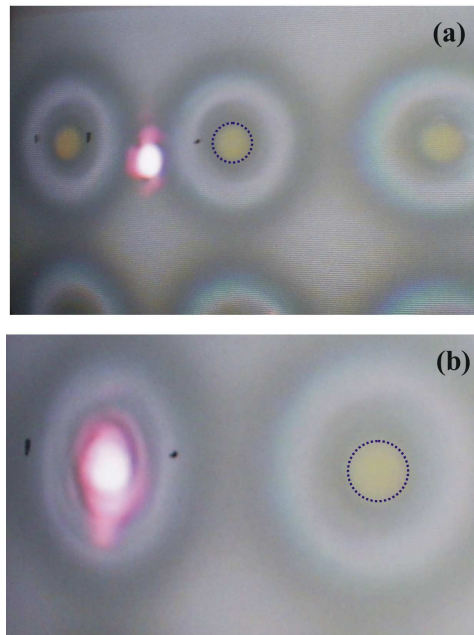


Figura 5.4: Imagem de alguns pilares circulares de 2000 nm de diâmetro nominal, vistas através do monitor de televisão. Em (a) pode se ver o *spot* do laser fora do pilar e em (b) o *spot* está atingindo um único pilar. O círculo tracejado é um guia para os olhos mostrando o diâmetro do pilar.

Como as medidas são feitas a baixas temperaturas, a amostra é colocada dentro de um criostato próprio para medidas de microluminescência, como pode ser visto na Figura 5.3 (a), e é resfriada com hélio líquido até temperaturas da ordem de 4,5 K.

5.3 Emissão de pontos quânticos individuais de InAs inseridos em micropilares

Quando se quer caracterizar as propriedades de uma cavidade, algum tipo de fonte de luz tem de interagir com esta cavidade. Esta fonte pode

ser externa, e neste caso pode-se estudar a luz refletida e transmitida pela cavidade. Este tipo de prática é muito utilizado no caso de microcavidades mais simples, como por exemplo, cavidades Fabri-Pérot. No caso de microcavidades tridimensionais é muito mais difícil experimentalmente acoplar os modos ressonantes da cavidade com uma fonte de luz externa: somente os modos com simetria compatível ao do feixe de medida podem ser caracterizados [77]. Uma outra forma de caracterizar uma cavidade é utilizar uma fonte de luz interna, que acople com os modos ressonantes da cavidade. Neste caso, o que se faz na verdade é estudar a estrutura modal dos microrressonadores utilizando a emissão de uma coleção de emissores independentes de luz, localizados dentro da cavidade. O papel da cavidade é, portanto, controlar a emissão espontânea de tais emissores, que no nosso caso, são pontos quânticos auto-organizados de InAs.

Como estamos trabalhando com amostras na forma de micropilares, o número de pontos quânticos inseridos em cada pilar é bem reduzido. Por exemplo, os micropilares com diâmetro nominal de 800 nm têm da ordem de 50 pontos quânticos em seu interior, o que facilita a medida de pontos quânticos individuais.

Os pontos quânticos de InAs que estamos estudando estão inseridos em uma matriz de GaAs, que forma a camada ativa da cavidade. Como o *gap* do InAs é muito menor que o *gap* do GaAs, o ponto quântico funciona como um poço de potencial tridimensional para os portadores. A baixas temperaturas e a baixas potências de excitação, este arranjo de pontos quânticos possui uma emissão em torno de $(1,3 \pm 0,1)$ eV. Como estamos excitando a mostra com um comprimento de onda do laser de aproximadamente 740 nm (1,68 eV), os portadores são fotocriados no GaAs e então relaxam na direção dos níveis fundamentais de elétron e buraco dos pontos quânticos, recombinando-se.

A luminescência é inhomogênea devido à dispersão de tamanho dos pontos quânticos.

Nesta seção, estudaremos algumas das propriedades de emissão de pontos quânticos individuais de InAs dentro dos micropilares, variando a potência de excitação do laser e a temperatura na amostra.

5.3.1 Variação da potência

Em princípio, vários pares de elétrons e buracos podem ser colocados nos estados eletrônicos confinados de um ponto quântico, entretanto, nas medidas realizadas a baixas potências de excitação, devido ao pequeno número de fótons disponíveis, somente os estados fundamentais dos pontos quânticos são preenchidos e, como os pontos possuem energias de emissão ligeiramente diferentes, é possível resolver linhas de luminescência de pontos quânticos individuais. A largura de linha dos pontos quânticos individuais fica limitada à resolução experimental dos equipamentos que estão sendo utilizados. Na Figura 5.5 podemos ver um espectro de pontos quânticos individuais inseridos em um pilar de 800 nm de diâmetro nominal, que medimos a uma potência de excitação de 300 nW e a uma temperatura de 4,5 K. O valor da potência de excitação em todas as medidas foram tomados antes da objetiva. As intensidades são dadas em unidades arbitrárias (u. a).

Nas medidas a baixas potências de excitação, tanto a emissão de pontos quânticos em ressonância com os modos da cavidade quanto a emissão dos pontos quânticos fora de ressonância podem ser resolvidas nos espectros de microluminescência pois, devido ao fato de a cavidade não ser uma cavidade perfeita, pontos fora de ressonância podem se acoplar com modos que não são totalmente confinados. Segundo o efeito Purcell, o principal papel da

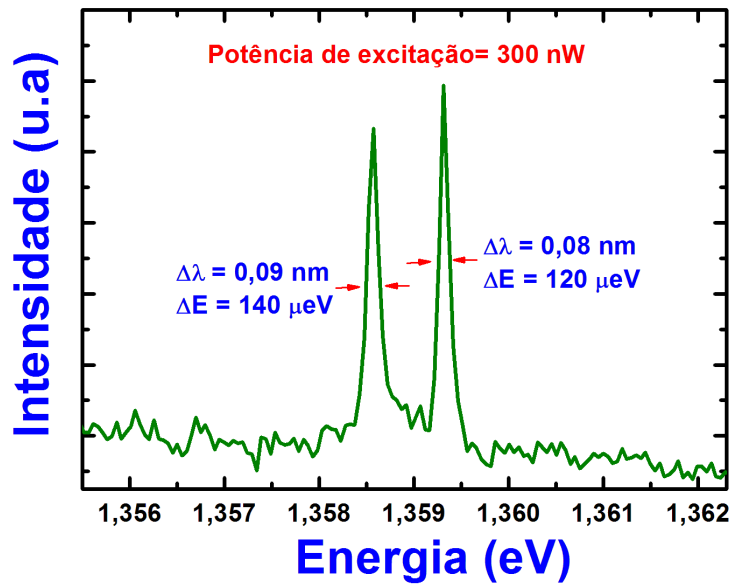


Figura 5.5: Espectro de emissão de pontos quânticos individuais medido a baixa potência de excitação e a baixa temperatura. A largura de linha dos picos é limitada à resolução experimental.

cavidade é aumentar a probabilidade de emissão dos pontos em ressonância e suprimir a emissão dos pontos fora de ressonância. Como o número de fótons a baixas potências de excitação é pequeno, a intensidade de fotoluminescência do sinal de ambos, pontos quânticos em e fora de ressonância, ainda será da mesma ordem, pois o tempo de integração utilizado nas medidas é grande o suficiente para permitir a coleta de ambos os sinais. Já no caso de se utilizar potências de excitação mais elevadas, devido ao grande confinamento do ponto quântico, a presença de um portador adicional induz a um deslocamento dos níveis dos pontos, ou seja, a transição do nível fundamental de um ponto contendo somente um par de elétron-buraco não ocorre na mesma posição espectral da transição de um ponto quântico que contém dois elétrons e dois buracos nos níveis fundamentais, fazendo com que pontos anteriormente fora de ressonância com os modos da cavidade entrem em

ressonância. Além disso, transições dos estados excitados dos pontos quânticos, bem como luminescência de bi-éxcitons e éxcitons carregados passam a ser observadas, aumentando assim o número de fótons em ressonância ou bem próximo de ressonância com os modos da cavidade, tornando possível identificar de forma clara as frequências de ressonância (modos) da cavidade.

Os resultados das medidas que fizemos a baixa e alta potências de excitação em um pilar de 800 nm de diâmetro nominal são mostrados na Figura 5.6.

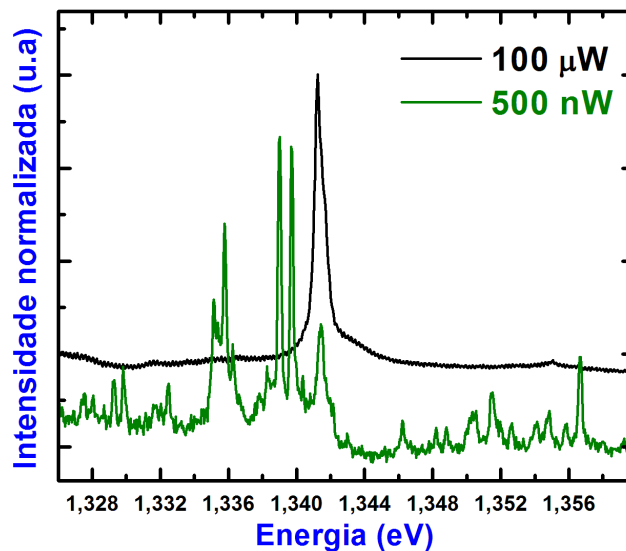


Figura 5.6: Espectro de emissão de pontos quânticos individuais medido a baixa potência de excitação (500 nW) e espectro típico obtido para um pilar de 800 nm de diâmetro nominal, medido a uma potência de excitação mais elevada (100 μ W).

A Figura 5.7 mostra a evolução da emissão dos pontos quânticos inseridos na cavidade, à medida em que variamos a potência de excitação do laser em um pilar de 800 nm de diâmetro nominal. Como pode ser visto, para pilares com 800 nm de diâmetro nominal, o modo fundamental do pilar está em torno de 1,341 eV. Um outro efeito que também pode ser verificado nas

Figuras 5.6 e 5.7 é que com o aumento da potências de excitação, a emissão dos pontos fora de ressonância satura enquanto a emissão dos pontos em ressonância só vai saturar para potências de excitação bem mais altas.

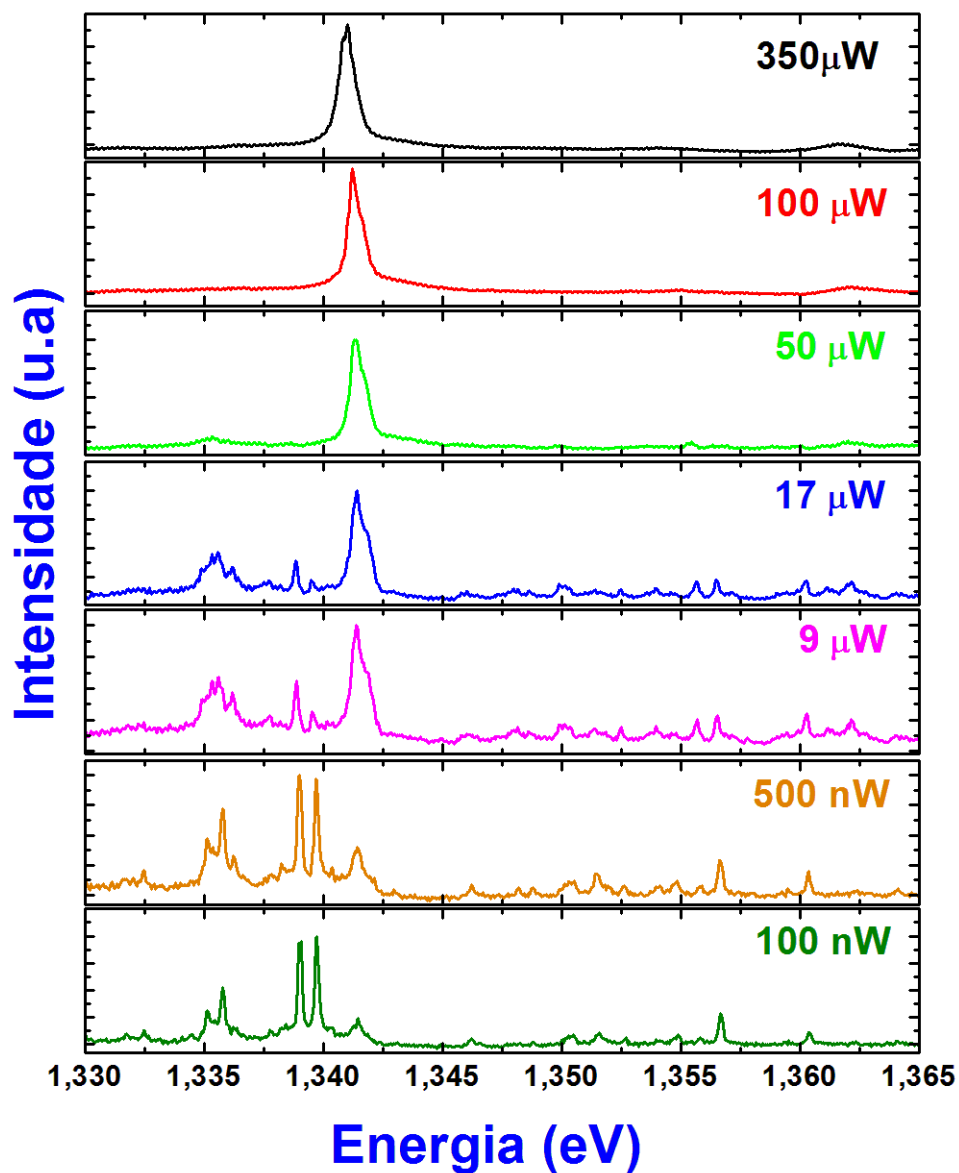


Figura 5.7: Espectro de fotoluminescência em função da potência de excitação do laser para um pilar de 800 nm de diâmetro nominal.

Na Figura 5.8 são mostrados os resultados que obtivemos de medidas feitas variando a potência de excitação do laser, de 0,590 a 450 μW , em um pilar de 1000 nm de diâmetro nominal e na Figura 5.9 pode ser visto como a intensidade de luz emitida varia em função da potência de excitação do laser para o modo fundamental e o primeiro modo excitado desse pilar.

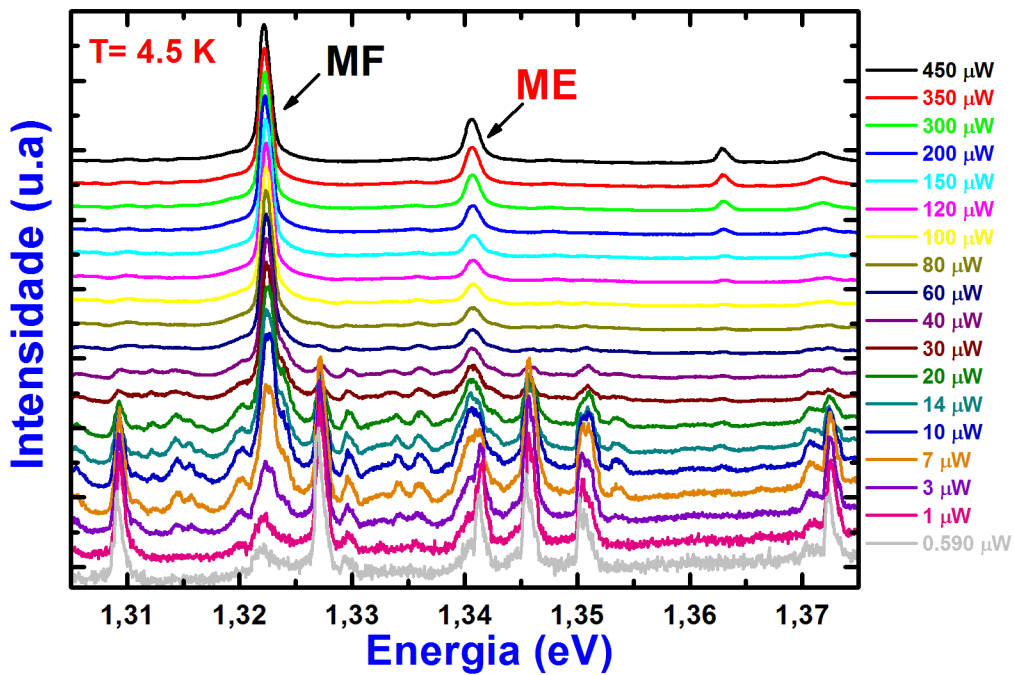


Figura 5.8: Espectro de fotoluminescência em função da potência de excitação do laser para um pilar de 1000 nm de diâmetro nominal. Na figura, MF é o modo de menor energia (modo fundamental) e ME, modo excitado, representa o primeiro modo de energia imediatamente acima da energia do modo fundamental.

Pode-se observar nos resultados apresentados na Figura 5.9, que à medida em que aumentamos a potência de excitação, a intensidade do modo fundamental aumenta numa proporção maior do que a do primeiro modo excitado. Como será discutido em mais detalhes na próxima seção, isto se dá porque os emissores presentes neste pilar se acoplam de forma mais eficiente com o

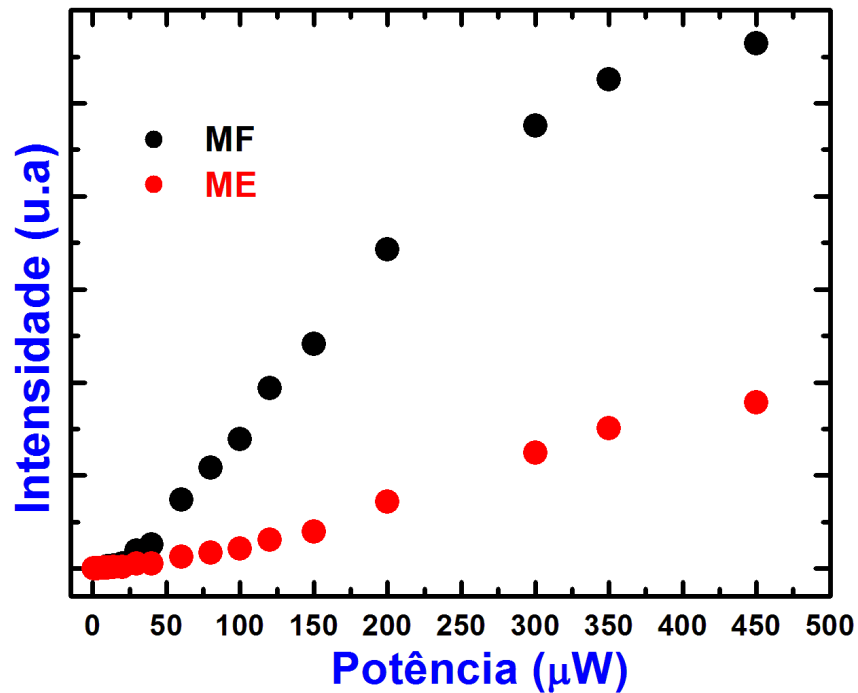


Figura 5.9: Variação da intensidade de luz emitida em função da potência de excitação do laser para um pilar de 1000 nm de diâmetro nominal. Na figura, MF é o modo de menor energia (modo fundamental) e ME, modo excitado, representa o primeiro modo de energia imediatamente acima da energia do modo fundamental.

modo fundamental do que com o modo excitado, sendo a posição e orientação dos dipolos dos pontos quânticos os principais fatores que determinam o melhor acoplamento com um modo do que com o outro. Nas duas curvas de intensidade em função da potência percebe-se primeiramente uma dependência linear com a potência e depois uma tendência de saturação do sinal. Isto mostra que no caso desses pilares, não há nenhuma emissão do tipo laser, ou seja, nós estamos no regime de emissão espontânea. No caso da emissão laser, como já mencionado, ocorre primeiro uma emissão linear, seguido por uma emissão super linear no *threshold* onde também ocorre a redução da largura a meia altura do sinal emitido. No caso do regime de emissão espontânea

ocorre uma saturação do sinal porque a taxa de bombeamento excede a taxa de emissão espontânea dos pontos quânticos.

5.3.2 Variação da temperatura

Para verificar o acoplamento entre o éxciton de um ponto quântico individual com um modo fotônico do micropilar é necessário variar de forma controlada a sintonia espectral entre o ponto quântico e o modo. Isso pode ser feito através da variação da temperatura da amostra, como será descrito a seguir.

Na Figura 5.10 temos um exemplo de um espectro que medimos a alta ($400 \mu\text{W}$) e a baixa potência de excitação ($10 \mu\text{W}$) em um pilar com 1000 nm de diâmetro nominal. Como mostrado na figura, para o pilar com 1000 nm de diâmetro nominal, utilizando uma potência de excitação de $10 \mu\text{W}$, conseguimos resolver os modos de mais baixa energia da cavidade e algumas linhas de pontos quânticos individuais. Este é um caso ideal para medidas de controle de temperatura, onde é possível colocar e retirar os pontos quânticos em ressonância com os modos da cavidade através da variação da temperatura da amostra. Na Figura 5.10, as setas indicam os pontos quânticos e o modo da cavidade que estudaremos nas medidas de variação da temperatura.

Nas medidas feitas a diferentes temperaturas utilizamos uma potência de excitação do laser de $10 \mu\text{W}$ e a temperatura foi modificada por meio de um controlador de temperatura ligado a um resistor situado no dedo frio do criostato, onde também se localizava a amostra. Na Figura 5.11 podem ser vistos os espectros que obtivemos para temperaturas de 4,5 K a 110 K.

Como indicado na figura, o pico mais intenso em torno de 1,322 eV à 4,5 K corresponde ao modo fundamental da cavidade e à medida em que a

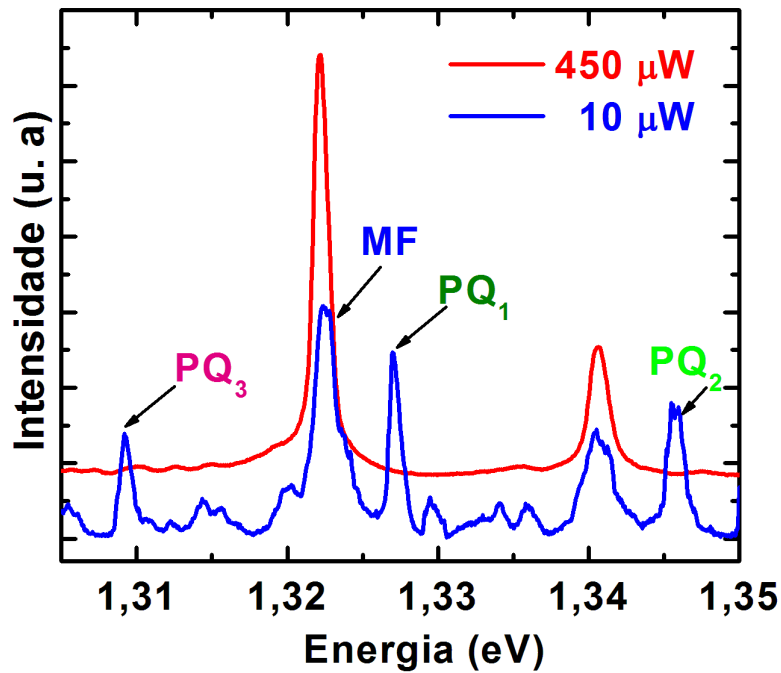


Figura 5.10: Espectro de fotoluminescência a alta potência de excitação ($400 \mu\text{W}$), onde é possível ver os dois modos de mais baixa energia de um pilar de 1000 nm de diâmetro nominal, e a baixa potência ($10 \mu\text{W}$), onde se vê simultaneamente os modos e linhas de emissão de pontos quânticos individuais.

temperatura vai aumentando, este desloca-se para valores menores de energia. O mesmo comportamento é observado para os picos de luminescência correspondente aos pontos quânticos. A diferença claramente vista entre o deslocamento de energia dos modos da cavidade e dos pontos quânticos é que os últimos deslocam-se no sentido de menores energias em uma taxa muito maior. Enquanto o modo fundamental (MF) sofre uma variação de energia de aproximadamente $3,3 \text{ meV}$ no intervalo de temperatura estudado, o PQ_1 , por exemplo, sofre uma variação de energia de aproximadamente $13,3 \text{ meV}$. Ou seja, o ponto quântico é mais sensível à variação de temperatura do que os modos dos micropilares. Essa maior sensibilidade à temperatura sofrida

pelos pontos quânticos se deve ao fato de que sua energia de emissão está diretamente relacionada à dependência do *gap* com a temperatura, enquanto que para os pilares a mudança de energia sofrida pelos modos da cavidade está relacionada à dependência do índice de refração do material com a temperatura.

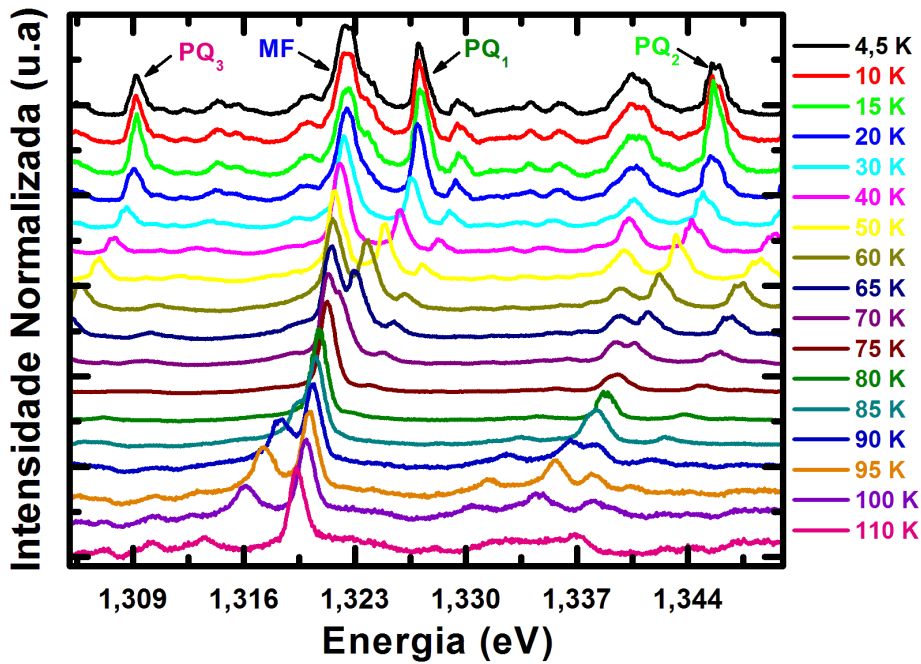


Figura 5.11: Espectros de fotoluminescência em função da temperatura, a uma potência de excitação do laser de $10 \mu\text{W}$, para um pilar de 1000 nm de diâmetro nominal.

A maior variação na energia de *gap* do ponto quântico com a temperatura, quando comparado com a variação do índice de refração com a temperatura, é que torna possível fazer com que pontos quânticos que antes estavam fora de ressonância sejam sintonizados com uma das frequências características da cavidade. No nosso caso, isso pode ser observado, por exemplo, quando é analisado o ponto quântico PQ₁, que a princípio está fora de ressonância com o modo fundamental. À medida em que a temperatura aumenta, como pode

ser observado na Figura 5.12, a energia de emissão do ponto se aproxima cada vez mais da do modo, entrando em ressonância entre 75 K e 80 K. Na ressonância, o ponto quântico tem sua taxa de emissão espontânea amplificada (efeito Purcell). Semelhante comportamento é característico do regime de acoplamento fraco, onde observa-se simplesmente um cruzamento (*crossing*) entre as linhas de emissão do ponto e do modo. A temperatura também pode ser utilizada para retirar o ponto quântico de ressonância com um modo da cavidade e diminuir sua taxa de emissão espontânea. Fizemos medidas de variação da temperatura em vários pilares de diferentes diâmetros e em nenhum dos pilares estudados foi observado o regime de acoplamento forte, que é caracterizado pelo *anti-crossing* entre as linhas de emissão do ponto e do modo.

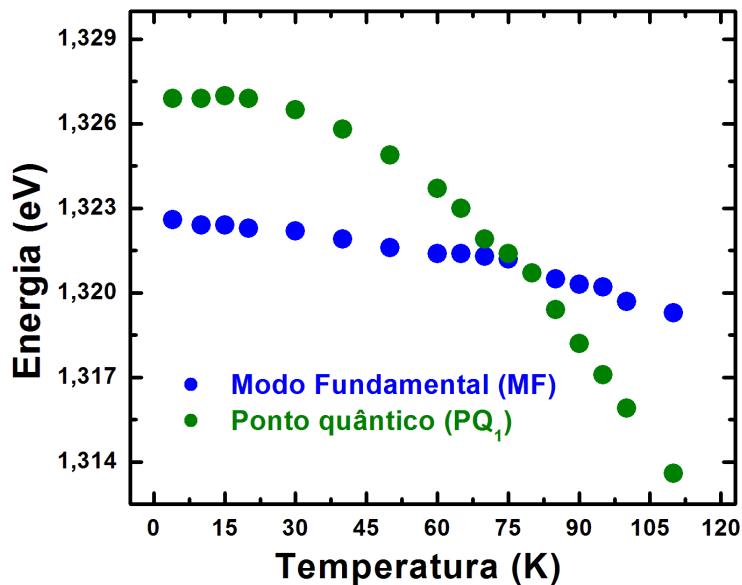


Figura 5.12: Variação da energia de emissão em função da temperatura para o modo e o ponto intitulado de MF e PQ₁ na Figura 5.11. O *crossing* de energia entre, 75 K e 80 K, é uma característica do regime de acoplamento fraco. Os espectros estão normalizados. O ganho é diferente nas curvas de temperaturas mais elevadas.

A primeira expressão analítica para descrever a variação do *gap* de energia com a temperatura para *bulk* de materiais semicondutores foi proposta por Varshni e apresentada no final dos anos 60 [93]. Baseado em observações experimentais de que $E_g(T)$ possui uma variação aparentemente quadrática na região de temperaturas mais baixas e um comportamento linear para temperaturas mais elevadas, Varshni propôs a seguinte expressão empírica:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha \frac{T^2}{\beta + T}, \quad (5.1)$$

onde $E_g(0)$ é o gap de energia à temperatura de 0 K, e α e β são os coeficientes obtidos através dos ajustes dos dados experimentais.

Utilizamos a equação 5.1 para simular a variação que seria esperada para o *gap* dos pontos quânticos que estamos estudando, no intervalo de temperatura de 4,5 K a 110 K. Como os pontos quânticos são de InAs inseridos em uma matriz de GaAs, é razoável considerar o efeito da variação da temperatura sobre o GaAs, já que pode ocorrer interdifusão de GaAs para o interior do ponto. A Figura 5.13 mostra o mapeamento da posição em energia em função da temperatura para os pontos quânticos indicados na Figura 5.11 e as linhas sólidas mostram a dependência com a temperatura da energia de *gap* do *bulk* de acordo com a lei de Varshni, para os diferentes $E_g(0)$ dados. Na Figura 5.13 (a) usamos os parâmetros de ajuste $\alpha = 0,540$ meV/K e $\beta = 204$ K para o *bulk* de GaAs e na Figura 5.13 (b) usamos os parâmetros de ajuste $\alpha = 0,276$ meV/K e $\beta = 93$ K para o *bulk* de InAs [60]. A linha sólida na Figura 5.13 (c) foi obtida utilizando os parâmetros de ajuste $\alpha = 0,300$ meV/K e $\beta = 155$ K.

Como mostrado na Figura 5.13, a emissão dos pontos quânticos com a temperatura segue a mesma tendência dada pela equação 5.1 para o *bulk* quando utilizamos parâmetros de ajustes entre os do *bulk* de InAs e do *bulk*

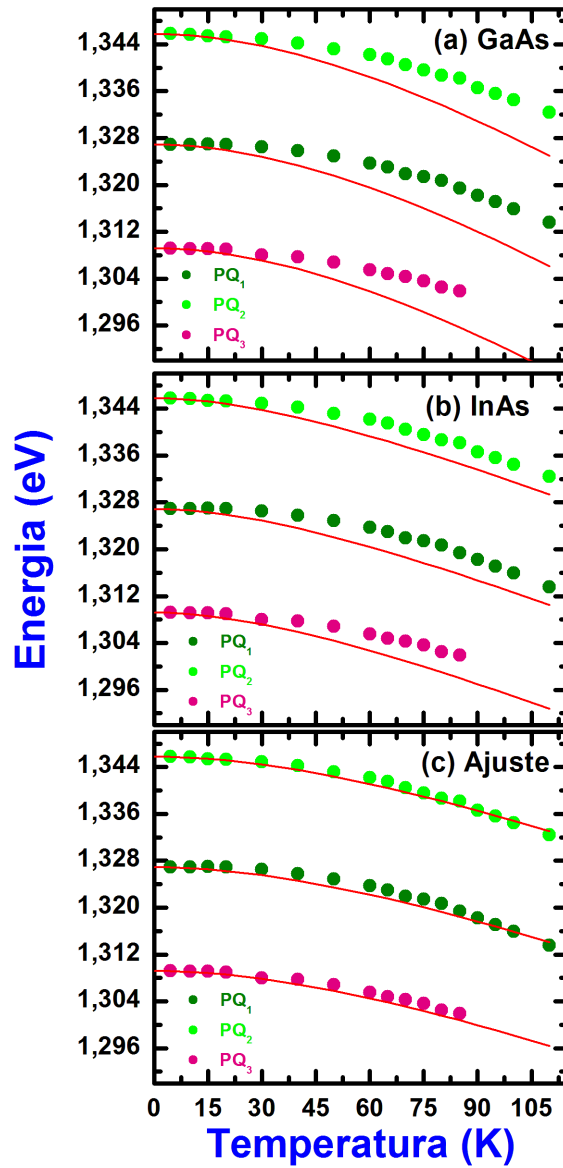


Figura 5.13: Dependência na temperatura dos picos de emissão de pontos quânticos individuais de InAs, inserido em um micropilar de 1000 nm de diâmetro nominal, medidos a uma potência de excitação de $10 \mu\text{W}$. As linhas sólidas mostram a dependência com a temperatura da energia de acordo com a lei de Varshni. Os parâmetros de ajustes utilizados foram: (a) $\alpha= 0,540 \text{ meV/K}$ e $\beta= 204 \text{ K}$ (*bulk* de GaAs) [60], (b) $\alpha= 0,276 \text{ meV/K}$ e $\beta= 93 \text{ K}$ (*bulk* de InAs) [60] e (c) $\alpha= 0,300 \text{ meV/K}$ e $\beta= 155 \text{ K}$.

de GaAs. A boa concordância entre os resultados experimentais e o ajuste mostrado na Figura 5.13 (c) é uma confirmação de que o principal efeito sofrido pelos pontos quânticos com a variação da temperatura é mesmo a variação do *gap* de energia.

5.4 Influência da orientação do dipolo do ponto quântico sobre a eficiência de emissão dos modos

Nesta parte do trabalho investigamos 33 pilares nominalmente idênticos, com diâmetro de 1500 nm. A largura a meia altura (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) obtida para o pico de emissão do modo fundamental desses pilares foi de $(0,22 \pm 0,05)$ nm, que corresponde a um fator Q de aproximadamente 4300. Nenhum dos 33 pilares investigados, que foram selecionados de um conjunto de 62, apresentaram *splitting* no modo fundamental ou nos três primeiros modos excitados, o que seria um indicativo de desvios da simetria circular. Escolhemos, também, somente os pilares que tivessem os comprimentos de onda de emissão dos modos fundamentais desviando no máximo 0,22 nm um do outro. Essas regras de seleção nos dão uma segurança razoável da circularidade e regularidade dos pilares estudados, características estas que posteriormente foram confirmadas por imagens feitas através de microscopia eletrônica de varredura em alguns dos pilares.

A Figura 5.14 mostra espectros representativos para os modos fotônicos de mais baixa energia dos pilares de 1500 nm de diâmetro nominal. Os modos são identificados pelos nomes padrões originados de guias de ondas dielétricas

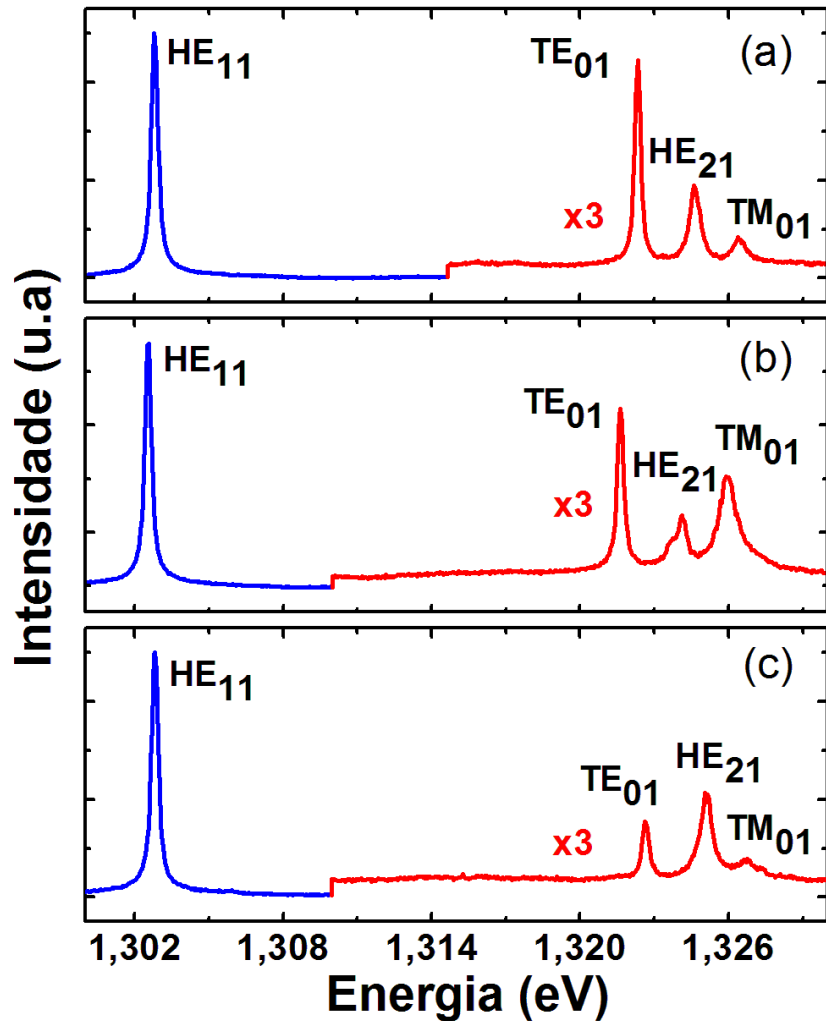


Figura 5.14: Espectros experimentais representativos para o conjunto de pilares estudados com 1500 nm de diâmetro. Os espectros foram normalizados em relação ao modo fundamental. O espectro mostrado em (a) é característico para a maior parte dos pilares estudados (70 %), com o modo TE_{01} como o mais intenso do grupo dos três primeiros modos de mais elevada energia. No espectro mostrado em (b), embora o modo TE_{01} seja o de mais elevada intensidade, o modo TM_{01} é excitado de forma significativa, sendo mais intenso que o modo HE_{21} . Nós encontramos apenas um pilar (3 %) com este espectro característico. O tipo de espectro ilustrado em (c), com o modo HE_{21} sendo o modo mais intenso do grupo, é apresentado pelos 27 % dos pilares restantes estudados.

e circulares, como já mencionado no capítulo anterior. Para todos os pilares, o modo fundamental HE_{11} é sempre o mais intenso. Entretanto, para os outros três modos de energias mais elevadas, há uma clara distinção nos espectros quando se analisa suas intensidades relativas. Dos 33 pilares investigados, 70 % apresentaram espectros similares aos mostrados na Figura 5.14 (a), com o modo TE_{01} mais intenso do que o modo HE_{21} , enquanto o modo TM_{01} é o menos intenso. O modo TM_{01} é visto com sua intensidade relativamente alta em somente um pilar (3 %), como mostrado na Figura 5.14 (b). Os 27 % pilares restantes apresentaram espectros semelhantes aos mostrados na Figura 5.14 (c), com o modo HE_{21} sendo o modo mais intenso do grupo dos três modos excitados.

Os espectros experimentais puderam ser reproduzidos teoricamente usando o código CAMFR (*Cavity Modelling Framework*) [94]. Os pontos quânticos foram modelados como um dipolo elétrico com seis graus de liberdade, os quais determinam sua posição e orientação. Esses graus de liberdade podem ser reduzidos quando se impõe que os pontos quânticos estão localizados no plano central da cavidade e quando são dadas informações sobre a polarização de sua emissão. Se é assumida uma simetria rotacional ao redor do eixo de crescimento [001], a transição excitônica fundamental é constituída de duas transições degeneradas e não polarizadas. No entanto os pontos quânticos de In(Ga)As/GaAs são em geral assimétricos na forma e composição, e estão sujeitos a *strain* e as transições observadas correspondentes às transições excitônicas de estados fundamentais são emissões polarizadas ortogonais, que estão separadas por dezenas e até centenas de μeV . A maioria dos cálculos teóricos prediz magnitudes de oscilação (“*oscillator strengths*”) iguais para essas duas transições e as observações experimentais em geral estão de acordo com essas predições. Entretanto, existem vários trabalhos publicados

sobre emissões excitônicas de pontos quânticos auto-organizados com uma polarização linear dominante. Favero e colaboradores observaram [95], em amostras com baixas densidades de pontos quânticos de InAs, uma emissão no plano polarizada linearmente, com grau de polarização acima de 80 %. Krizhanovskii e colaboradores [96] verificaram um elevado grau de polarização linear no plano para éxcitons carregados e neutros em pontos quânticos de InGaAs, estes resultados foram atribuídos à mistura entre buracos leves e pesados, que surge da anisotropia dos pontos quânticos. Polarização ao longo da direção de crescimento tem sido vista em medidas de fotoluminescência de borda, para pontos quânticos de InAs cobertos com camadas de InGaAs [97] e para pontos quânticos de InGaAs/AlGaAs crescidos em pirâmides tetraédricas invertidas [98].

Na Figura 5.15 são mostrados os resultados dos cálculos do perfil do campo elétrico para os quatro modos fotônicos de mais baixa energia para os nossos pilares com diâmetro nominal de 1500 nm. As duplas setas, denominadas de 1 e 2, representam os dipolos dos pontos quânticos em duas diferentes posições dentro dos pilares.

Pode ser visto de forma clara nesta figura que se, por exemplo, os pontos são X-polarizados, um ponto quântico na posição 1 será capaz de excitar somente o modo TE_{01} , porque um dipolo X-polarizado nesta posição é paralelo ao campo elétrico do modo TE_{01} mas perpendicular ao campo elétrico dos outros modos. Agora, se o mesmo ponto X-polarizado está localizado na posição 2, acontecerá o contrário: excitará os outros modos, mas não excitará o modo TE_{01} . É claro, portanto, que se os pontos quânticos tiverem uma probabilidade igual de emitirem nas polarizações X e Y, todos os quatro modos serão excitados, independente da posição dos pontos quânticos. Para os nossos pilares de 1500 nm de diâmetro nominal, nós estimamos um número

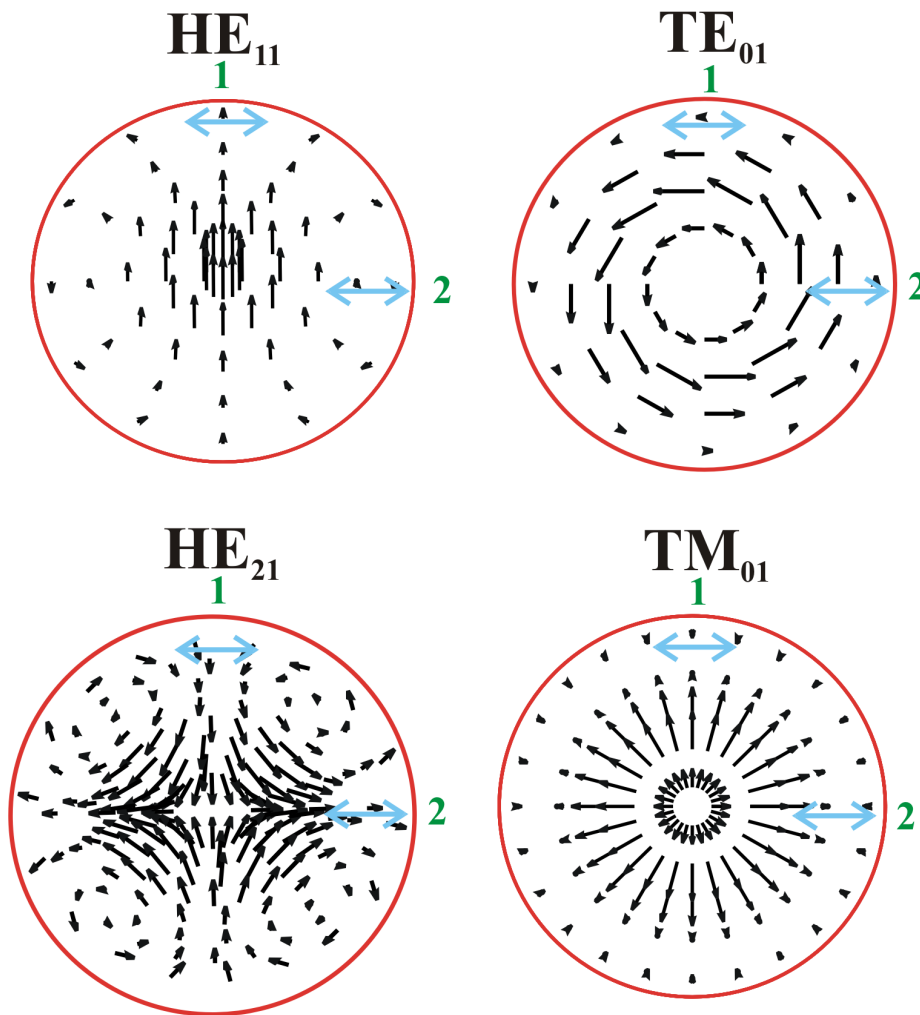


Figura 5.15: Seção reta do perfil dos campos elétricos para os modos de mais baixa ordem em energia, calculados para os pilares de 1500 nm de diâmetro nominal. As setas duplas, denominadas de 1 e 2, representam pontos quânticos X-polarizados em duas diferentes posições na cavidade.

entre 20 e 100 pontos quânticos aleatoriamente localizados na microcavidade plana. A intensidade relativa com a qual os modos fotônicos são observados para cada pilar dependerá da posição e polarização desses pontos dentro dos pilares.

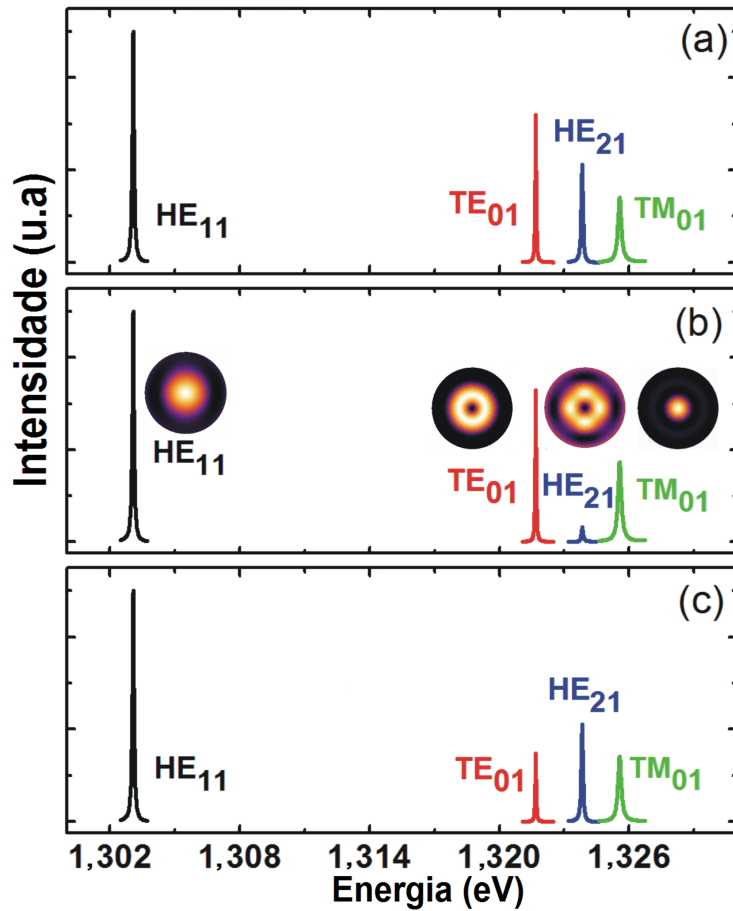


Figura 5.16: Espectros calculados para os pilares de 1500 nm de diâmetro nominal. O espectro em (a) foi obtido com o dipolo localizado no eixo horizontal, deslocado 225 nm do centro, com polarizações no plano, X e Y, de iguais intensidades. Para obter o espectro (b), o dipolo foi localizado 20° acima 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 inserts em (b) mostram os perfis das intensidades dos campos elétricos calculados para cada modo.

O perfil de intensidades relativas apresentado pela maioria dos modos, ilustrado na Figura 5.14 (a), pode ser reproduzido teoricamente considerando uma igual probabilidade de emissão excitônica do ponto nas direções X e Y, as quais podem ser identificadas com as direções cristalinas $[110]$ e $[\bar{1}\bar{1}0]$. Os índices de refração utilizado nos cálculos foram $n_{AlGaAs} = 2,975$ e $n_{GaAs} = 3,510$. O espectro teórico mostrado na Figura 5.16 (a) foi obtido desta forma. Note que o mesmo espectro pode ser obtido assumindo pontos quânticos linearmente polarizados (ao longo da direção $[110]$ localizados em diferentes posições dentro da microcavidade, como por exemplo, pontos nas posições 1 e 2 mostrados no topo da Figura 5.16). Entretanto, a única maneira de reproduzir teoricamente o espectro apresentado na Figura 5.14 (b) é supor um grau significativo de polarização ao longo de Z $[001]$ para alguns dos pontos quânticos. Este é um caso raro, apresentado por somente 1 dos 33 pilares estudados. Finalmente, o espectro exemplificado na Figura 5.14 (c) somente pode ser reproduzido teoricamente se é suposto um grau de polarização linear ao longo das direções X ($[110]$) ou Y ($[\bar{1}\bar{1}0]$), em adição a uma certa quantidade de não-uniformidade na distribuição espacial dos pontos quânticos. Por exemplo, o espectro mostrado na Figura 5.16 (c) foi obtido assumindo um ponto localizado sobre o eixo X (posição 2), com uma polarização ao longo de X duas vezes maior que a ao longo de Y. Este resultado pode ser compreendido qualitativamente analisando os diagramas da Figura 5.15. Naturalmente, a mesma forma para o espectro pode ser obtida teoricamente supondo uma polarização predominante em Y para um ponto quântico localizado na posição 1 do diagrama.

Os resultados discutidos acima implicam que alguns dos pontos quânticos dentro dos nossos pilares são polarizados. Nós verificamos isto diretamente por meio de medidas de fotoluminescência a baixas potências de excitação,

usando um polarizador linear. De fato, nós encontramos que pilares que apresentam um espectro do tipo demonstrado na Figura 5.14 (c), por exemplo, apresentam vários pontos polarizados linearmente em ressonância ou próximo da ressonância dos modos fotônicos, como mostrado na Figura 5.17.

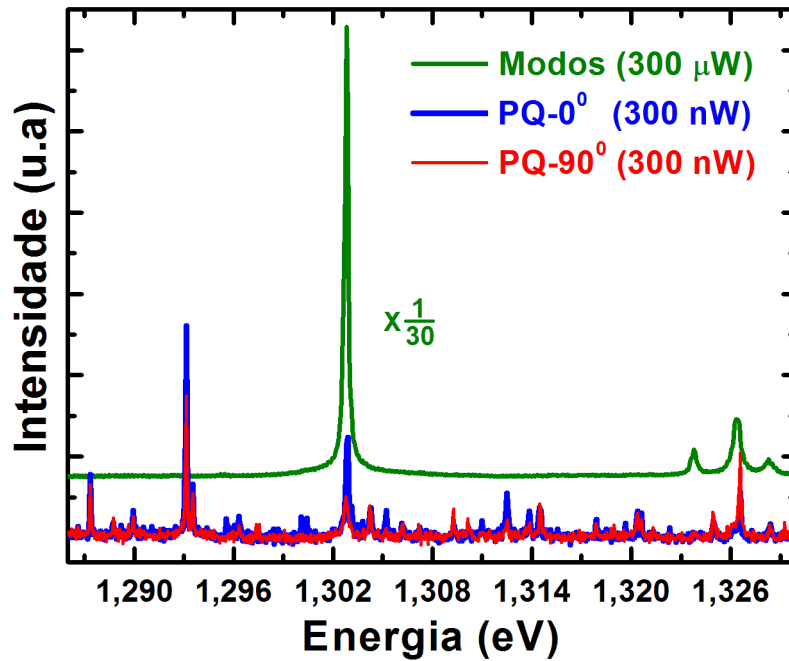


Figura 5.17: Espectro de fotoluminescência mostrando a emissão de pontos quânticos individuais para duas polarizações lineares e perpendiculares entre si indicadas como 0° e 90° , ambas com mesma potência de excitação, 300 nW. Os modos fotônicos desse pilar são mostrados claramente no espectro com maior potência de excitação.

Nem todos os pontos quânticos são polarizados, e o número de pontos quânticos polarizados varia de um pilar para outro. Usualmente é encontrado polarização ao longo do eixo cristalino $[110]$, embora nós também tenhamos encontrado alguns pontos quânticos com polarização ao longo de $[1\bar{1}0]$, como pode ser visto na Figura 5.18. Na Figura 5.18 temos a ampliação de algumas regiões do espectro apresentado na Figura 5.17, mostramos alguns espectros

de fotoluminescência de pontos quânticos individuais para duas polarizações lineares e perpendiculares entre si. O grau de polarização observado pode ser maior que 90 %, como pode ser visto no espectro apresentado na Figura 5.19. Para a realização dessas medidas, colocamos o polarizador linear na frente da entrada do espectrômetro.

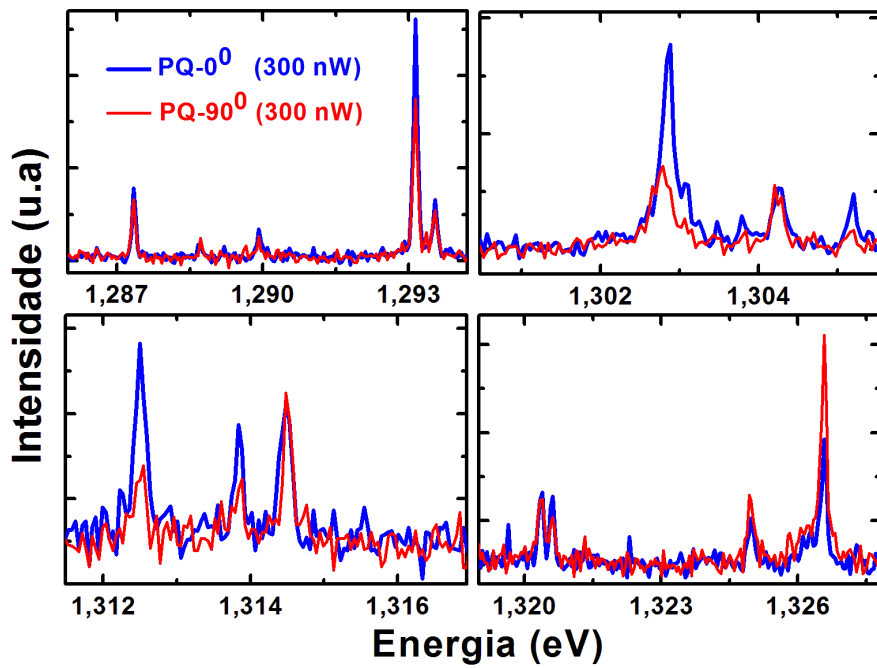


Figura 5.18: Espectro de fotoluminescência mostrando a emissão de pontos quânticos individuais para duas polarizações lineares e perpendiculares entre si indicadas como 0° e 90° , em diferentes regiões do espectro mostrado na Figura 5.17.

Uma outra forma de investigar a influência da orientação e posição do dipolo do ponto quântico sobre a eficiência de excitação dos vários modos dos micropilares é excitar diferentes pontos quânticos numa mesma amostra. Fizemos isso mudando a posição de excitação do *spot* do laser sobre um mesmo pilar. Para a realização dessas medidas, usamos um pilar circular com 4000 nm de diâmetro nominal. Esta amostra em especial possui uma

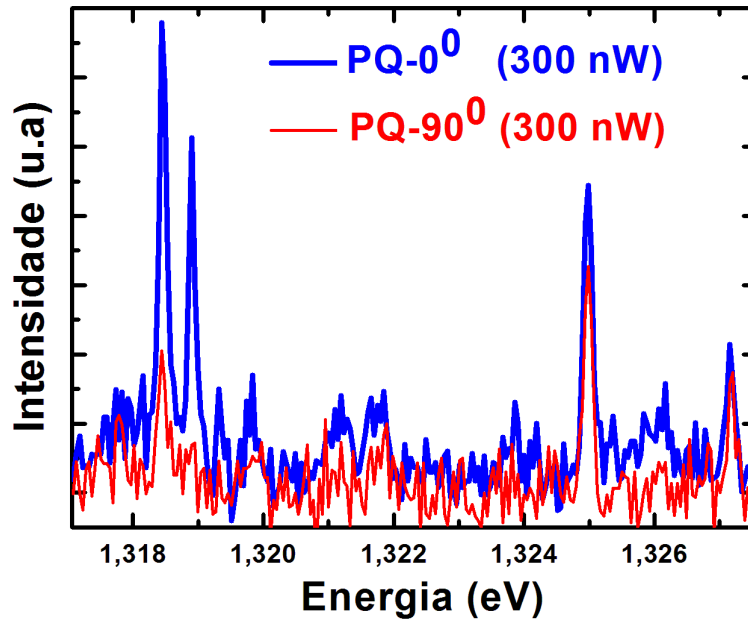


Figura 5.19: Espectro de fotoluminescência mostrando a emissão de pontos quânticos individuais para duas polarizações lineares e perpendiculares entre si indicadas como 0° e 90° . O grau de polarização observado pode ser maior que 90 %, como pode ser visto para o ponto quântico com *gap* de energia de 1,319 eV .

densidade de pontos quânticos maior do que a das usadas até agora e possui, também, uma cavidade menor. Devido ao fato da cavidade ser menor, os modos nesta amostra apresentam energias mais elevadas do que a dos pilares apresentados até o momento, como pode ser visto no espectro experimental apresentado na Figura 5.20.

Apesar do diâmetro do *spot* do laser ser de aproximadamente $2 \mu\text{m}$, permitindo uma pequena resolução espacial para a excitação da amostra, significativas mudanças nas intensidades relativas dos modos puderam ser verificadas quanto movemos o *spot* do laser sobre o topo do pilar. A Figura 5.21 (a), mostra o espectro para os quatro modos de mais baixa energia que obtivemos para diferentes posições de excitação da amostra. O inserto da Figura 5.21 (b)

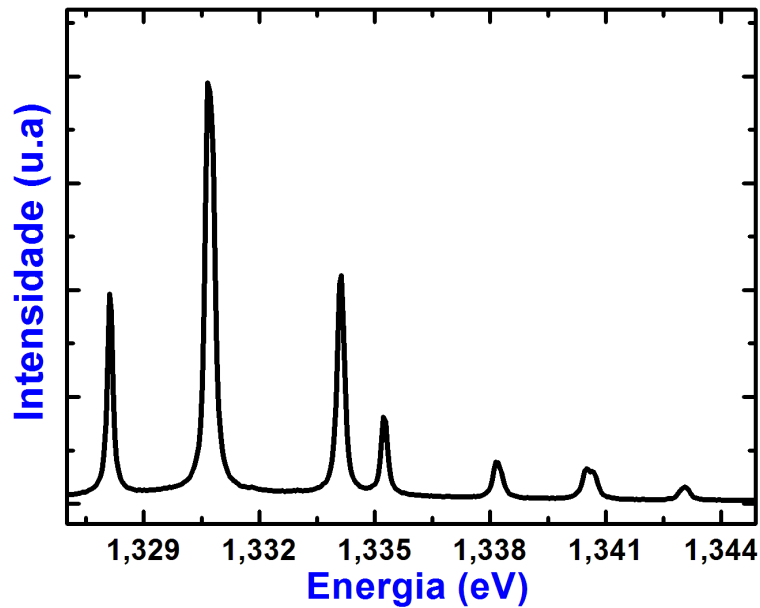


Figura 5.20: Espectro de fotoluminescência de um pilar com diâmetro nominal de 4000 nm, a $T= 4,5$ K.

define as diferentes posições do *spot* do laser que usamos para excitar a amostra.

Como pode ser visto na Figura 5.21 (a), a resolução experimental não nos permite resolver os modos TE_{01} , HE_{21} e TM_{01} . Entretanto, quando a posição do *spot* de excitação do laser é alterada, como demonstrado na Figura 5.21 (b), pode ser visto de forma clara uma mudança significativa na forma dos picos e na sua intensidade em relação ao modo HE_{11} . Essas mudanças podem ser interpretadas como sendo diferentes pontos quânticos sendo excitados quando a posição do laser é alterada. Em cada posição do *spot* do laser, o grupo de pontos quânticos naquela região acopla melhor com alguns modos do que com outros, como já discutido para os pilares com 1500 nm.

Para os modos de energias mais elevadas, como pode ser visto nos es-

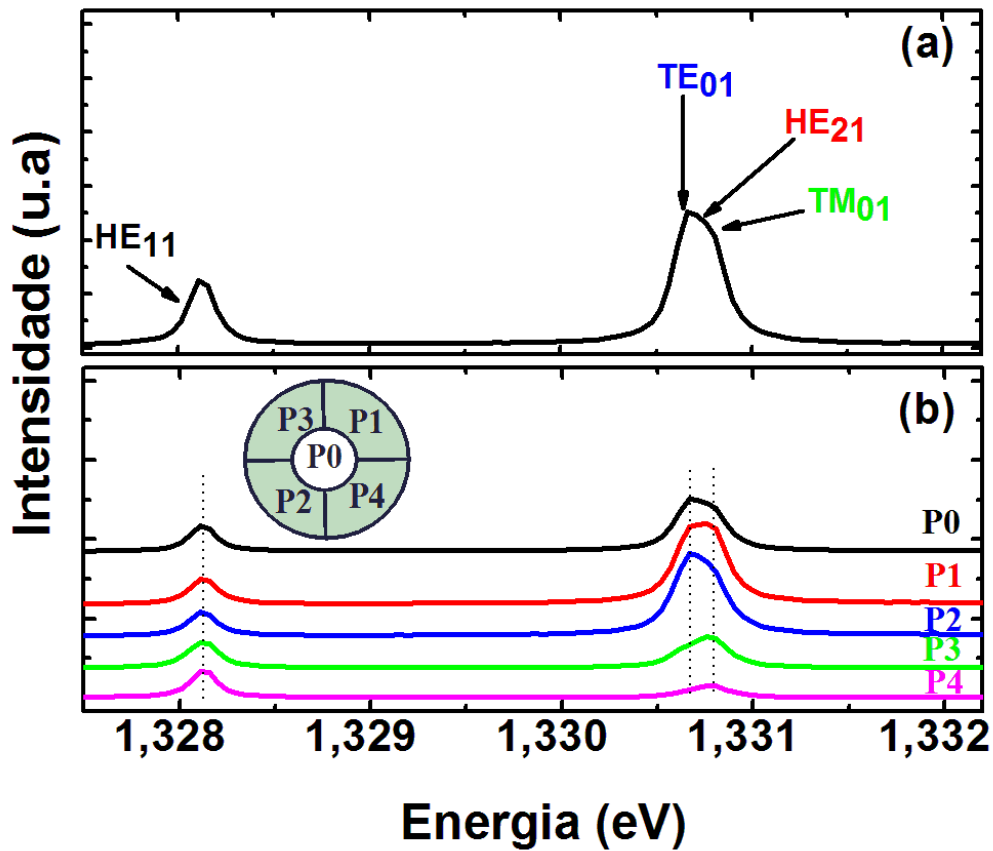


Figura 5.21: (a) e (b) Espectros experimentais para os modos de mais baixa energia de um micropilar com 4000 nm de diâmetro nominal, com o *spot* do laser centrado sobre o pilar em (a), e com o *spot* do laser centrado em cinco diferentes posições sobre o pilar em (b). O inserto em (b) define as diferentes posições de excitação do laser.

pectros experimentais da Figura 5.22, o mesmo tipo de mudança nas intensidades relativas pode ser verificada quando diferentes pontos quânticos são excitados.

Os resultados apresentados nos dão uma comprovação experimental de que os vários modos fotônicos dos micropilares dependem de forma significativa da posição e orientação dos dipolos dos pontos quânticos, consideração que é relevante para aplicações que levam em conta esse acoplamento, como

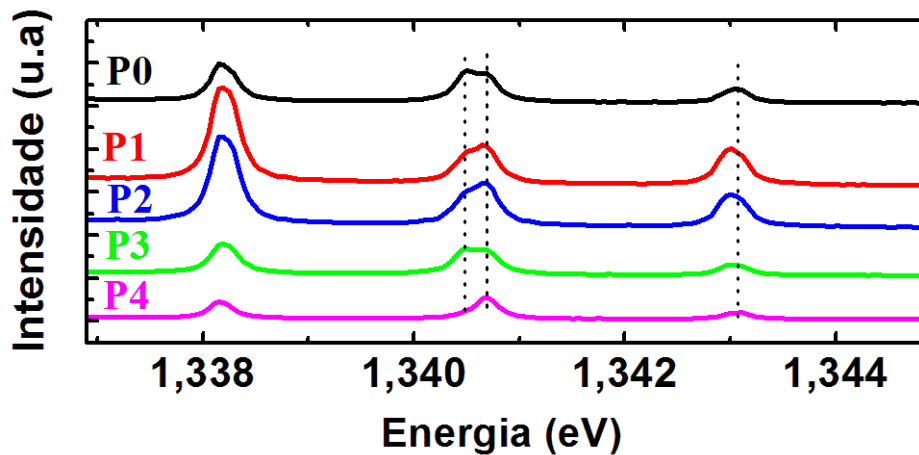


Figura 5.22: Espectro experimental para os modos de mais elevadas energias de um micropilar com 4000 nm de diâmetro nominal, com o *spot* do laser centrado nas cinco diferentes posições sobre o pilar, como mostrado no inserto da Figura 5.21 (b).

por exemplo, em estruturas para laser. Um outro ponto que também chama muita atenção é que em alguns casos os modos com energias mais elevadas podem apresentar um melhor acoplamento com os pontos quânticos do que o estado fundamental, como pode ser visto na Figura 5.21 (a).

5.5 Modos em micropilares de diferentes diâmetros e fator de qualidade

A uma potência de excitação do laser de aproximadamente $300 \mu\text{W}$ e a uma temperatura de 4,5 K, fizemos medidas para estudar a estrutura modal de pilares circulares com diferentes diâmetros. Como os pontos quânticos emitem em frequências ligeiramente diferentes é possível o acoplamento com diferentes modos da cavidade, tornado possível sua visualização.

Para enfatizar o efeito do confinamento nos espectros de emissão dos micropilares fizemos, primeiramente, medidas em pilares de diâmetros maiores (7 500 nm, 10 000 nm, 20 000 nm e 50 000 nm). Esses pilares de diâmetros maiores são as quatro estruturas acima das matrizes de pilares (ver Figura 4.5). Os espectros obtidos para essas estruturas podem ser vistos na Figura 5.23.

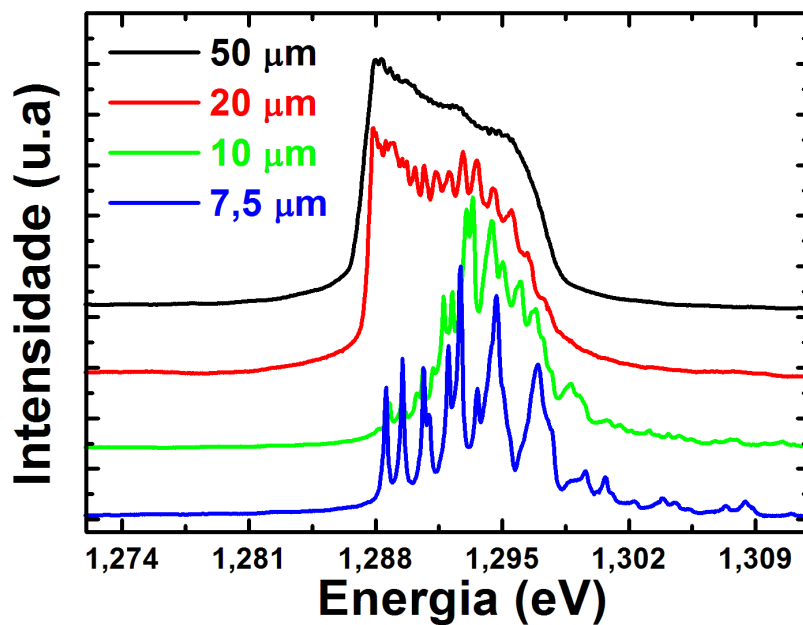


Figura 5.23: Espectros de fotoluminescência ($T= 4,5$ K) para pontos quânticos inseridos em pilares de diâmetros maiores: 7 500 nm, 10 000 nm, 20 000 nm e 50 000 nm.

A Figura 5.24 mostra os resultados que obtivemos para as medidas feitas nos pilares de menores diâmetros nominais e, nesta figura, podemos ver de forma clara como os espectros são modificados à medida em que o confinamento é alterado.

Dos resultados apresentados nas Figuras 5.23 e 5.24, podemos observar que à medida em que o diâmetro do pilar é diminuído, ou seja, tem sua quan-

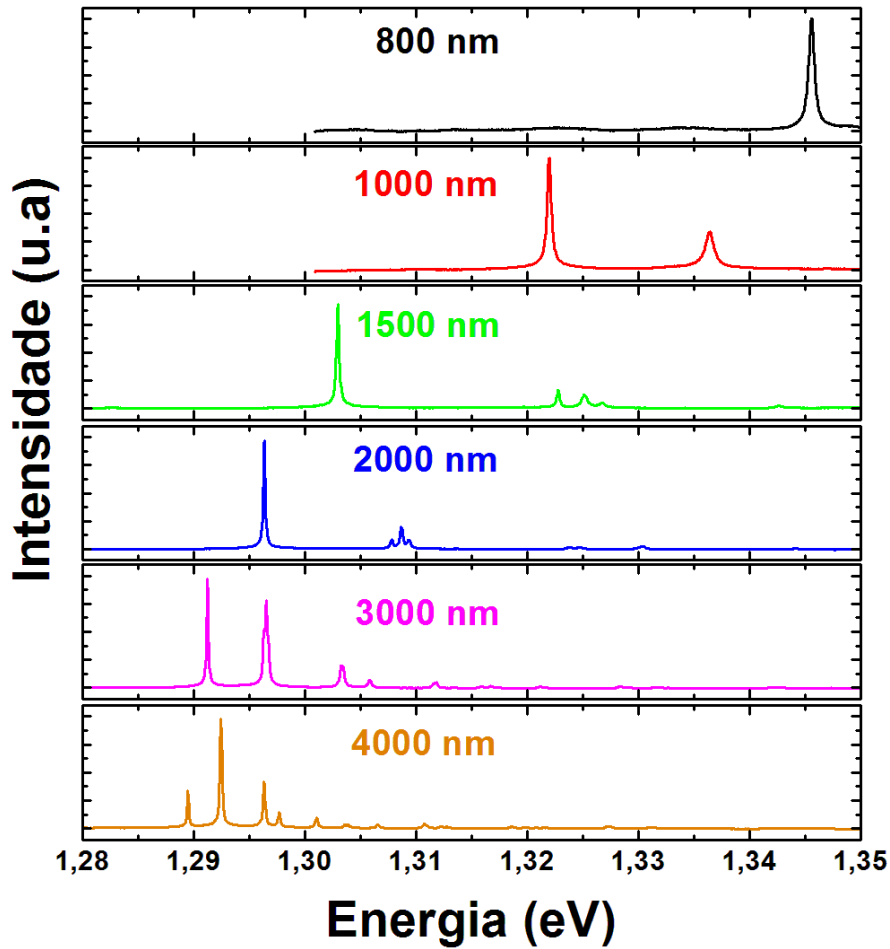


Figura 5.24: Espectros de fotoluminescência ($T= 4,5$ K) para pontos quânticos inseridos em pilares de diferentes diâmetros nominais. Nota-se que o modo fundamental da cavidade desloca-se para maiores energias à medida em que o diâmetro do pilar diminui.

tização aumentada, os modos separam-se mais e deslocam-se para maiores energias. Na Figura 5.25 é apresentada a posição espectral do modo fundamental (HE_{11}) dos micropilares que estamos estudando em função de seus diâmetros nominais, mostrando o aumento da energia do modo fundamental com o aumento do confinamento causado pela diminuição do diâmetro dos pilares.

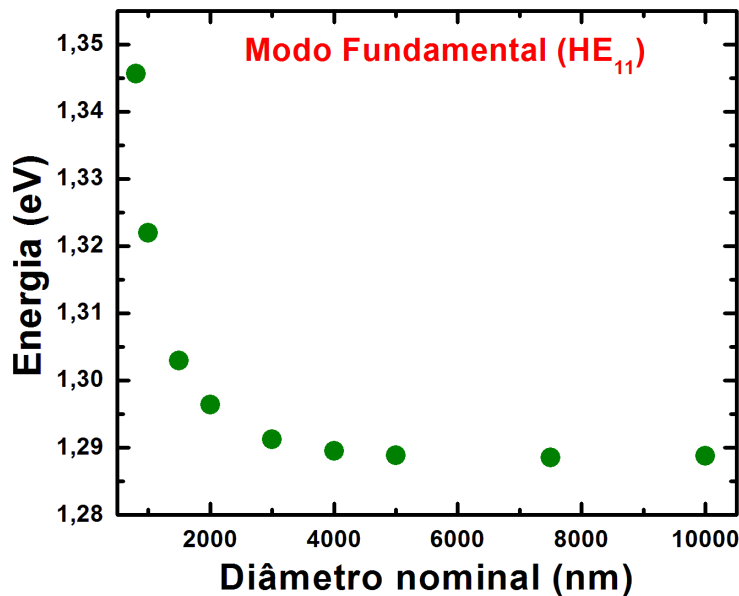


Figura 5.25: Posição espectral em energia do modo fundamental (HE_{11}) em função do diâmetro nominal do pilar, extraída dos espectros apresentados na Figura 5.24.

Usando o código CAMFR foram obtidos os espectros teóricos para os pilares que estamos estudando. Os resultados teóricos nos permitiram classificar os modos obtidos experimentalmente. Nas Figuras 5.26 e 5.27 são mostrados os resultados experimentais juntamente com os resultados teóricos para pilares com 2000 nm e 3000 nm de diâmetro nominal, respectivamente. Pode-se observar nesses resultados uma boa concordância entre os resultados teóricos e os experimentais. Nas duas figuras o dipolo do ponto quântico foi posicionado e orientado de forma a excitar de maneira mais eficiente o modo TE_{01} , em relação aos demais modos excitados.

Nos cálculos teóricos não são considerados quaisquer tipos de defeitos causados durante o processo de fabricação dos pilares, e é considerado um índice de refração único para o cálculo de todos os modos, apesar do índice de refração depender do comprimento de onda da luz. Por esta razão é que

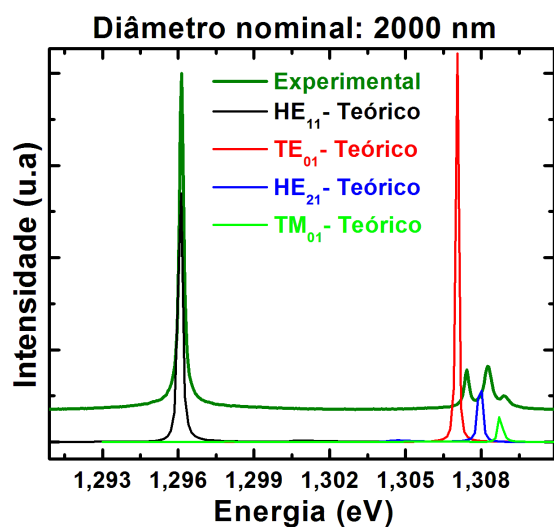


Figura 5.26: Espectro de fotoluminescência ($T = 4,5$ K) de um micropilar de 2000 nm de diâmetro nominal e seu respectivo espectro teórico calculado com o CAMFR.

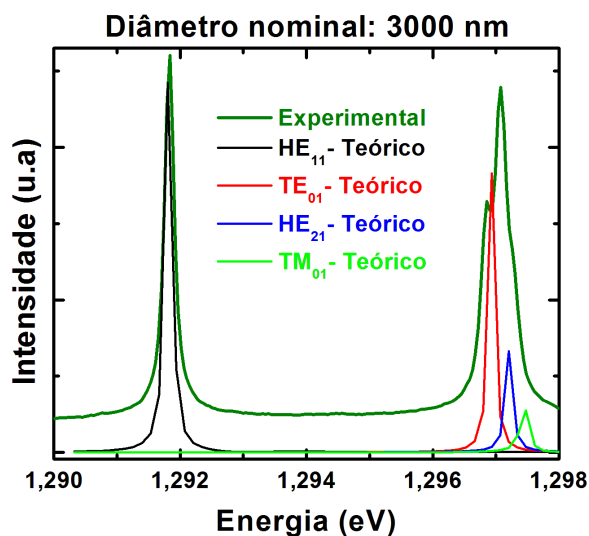


Figura 5.27: Espectro de fotoluminescência ($T = 4,5$ K) de um micropilar de 3000 nm de diâmetro nominal e seu respectivo espectro teórico calculado com o CAMFR.

principalmente para os pilares de menores diâmetros, como pode ser visto na Figura 5.28, existe uma diferença mais significativa na posição dos modos medidos experimentalmente com aqueles obtidos através dos cálculos.

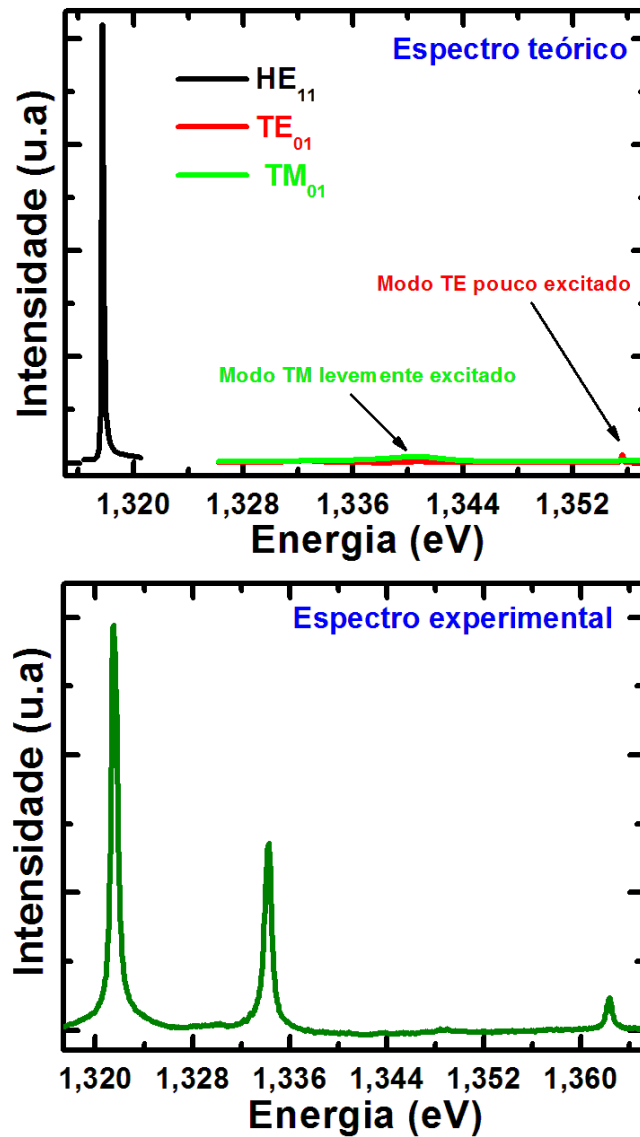


Figura 5.28: Espectro teórico calculado com o CAMFR para um micropilar de 1000 nm de diâmetro nominal em (a) e seu respectivo espectro de fotoluminescência ($T= 4,5$ K) em (b). Os índices de refração utilizado nos cálculos foram $n_{AlGaAs}= 2,975$ e $n_{GaAs}= 3,510$.

Um fato que também pôde ser verificado dos resultados teóricos é que há uma inversão na posição dos modos para pilares com diâmetros nominais abaixo de 1500 nm . Para os pilares de maiores diâmetros a ordem encontrada para os quatro primeiros modos de mais baixa energia foi, da menor para a maior energia : HE_{11} , TE_{01} , HE_{21} e TM_{01} . Já no caso do pilar de 1000 nm de diâmetro nominal, a ordem encontrada foi: HE_{11} , TM_{01} e TE_{01} . Uma outra observação foi o não aparecimento do modo HE_{21} na faixa de energia utilizada nos cálculos.

Sabendo a classificação dos modos, fornecida pelos cálculos teóricos, nós calculamos os fatores de qualidade para as diferentes famílias de modos das microcavidades que estamos estudando. Para sermos um pouco mais precisos em relação ao diâmetro do pilar, já que durante o processo de *etching* o diâmetro nominal pode ser alterado, fizemos imagens do topo da amostra, usando um microscópio eletrônico de varredura, e por meio dessas imagens medimos o diâmetro dos pilares estudados.

Na Figura 5.29 (a) e (b) são mostradas, respectivamente, as imagens vistas por cima de pilares com os diâmetros nominais de 800 nm e 3000 nm. O círculo pontilhado indica o padrão que adotamos para as medidas do diâmetro. Para os pilares de maiores diâmetros foram feitas imagens complementares utilizando um microscópio óptico, e os diâmetros obtidos com esse microscópio concordaram com os obtidos utilizando o microscópio eletrônico.

Por fim, a medida da largura à meia altura de cada modo permitiu-nos obter os fatores de qualidade dos nossos pilares. Quanto menor é a largura de linha dos modos obtidos nos espectros de microluminescência, maior é o fator de qualidade e conseqüentemente, maior é o confinamento da luz. Obtivemos os fatores de qualidade dos pilares ajustando curvas Lorentzianas nos espectros obtidos experimentalmente, com auxílio de programas como

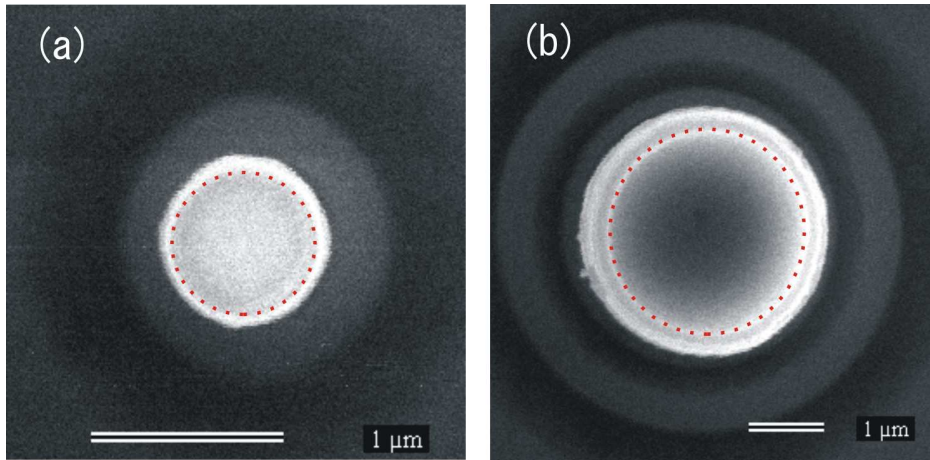


Figura 5.29: Imagens de microscopia eletrônica de varredura de: (a) pilar circular de 800 nm e (b) pilar circular de 3000 nm. O círculo pontilhado indica o padrão adotado para as medidas do diâmetro.

o *Origin* e o *PeakFit*. Na Figura 5.30 mostramos exemplos de ajustes que fizemos para os três modos excitados de mais baixa energia, em pilares com diâmetros nominais de 2000 nm e 3000 nm.

À medida em que o diâmetro do pilar vai aumentando, a separação entre os modos se torna cada vez menor. No caso dos pilares com 4000 nm de diâmetro nominal, por exemplo, segundo os cálculos teóricos, a separação espectral entre os três modos excitados de mais baixa energia estão dentro de nossa resolução experimental, o que nos permitiu observar apenas um pico nesta região do espectro. A partir dos resultados teóricos, como apresentados na Figura 5.31 (a), procuramos um ajuste que se aproximasse o melhor possível do perfil dos modos calculados e, como padrão, adotamos os ajustes apresentados na Figura 5.31 (b) para todos os modos excitados nessa região de energia.

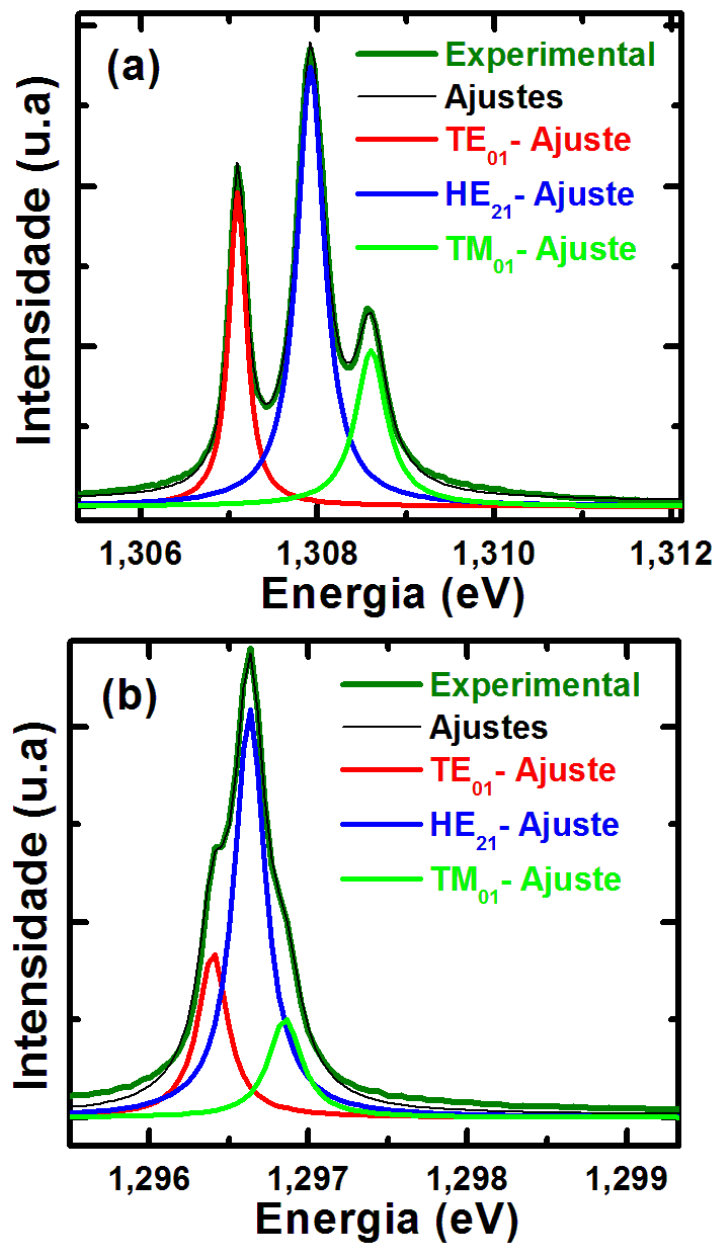


Figura 5.30: Espectro experimental para os três modos excitados de mais baixa energia ($T = 4,5$ K) e os ajustes feitos com o auxílio de um programa de computador para os pilares com: (a) 2000 nm e (b) 3000 nm de diâmetro nominal.

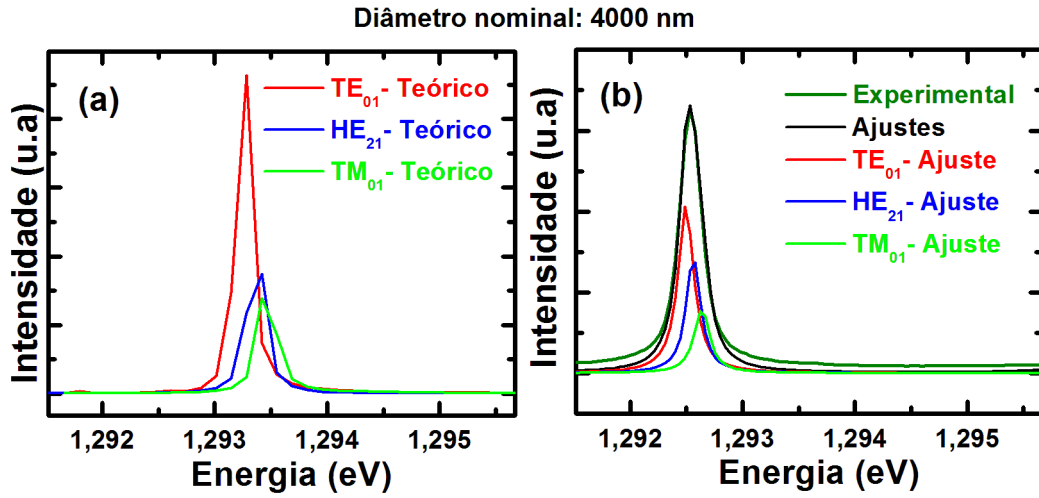


Figura 5.31: (a) Espectro teórico calculado com o CAMFR para os três modos excitados de mais baixa energia de um micropilar de 4000 nm de diâmetro nominal. Os índices de refração utilizado nos cálculos foram $n_{AlGaAs} = 2,975$ e $n_{GaAs} = 3,510$. (b) Espectro experimental para os três modos excitados de mais baixa energia ($T = 4,5$ K) e os ajustes feitos com o auxílio de um programa de computador.

A Figura 5.32 mostra o comportamento que obtivemos para o fator de qualidade do modo fundamental (HE_{11}) em função do diâmetro dos micropilares. Como previsto na literatura, ocorre uma diminuição no fator de qualidade dos pilares à medida em que o diâmetro é reduzido, tendendo a um valor constante para diâmetros maiores.

Fazendo uma ampliação da Figura 5.32 na região de pequenos diâmetros, observamos oscilações no fator de qualidade do modo fundamental, como pode ser visto na Figura 5.33.

Essas oscilações poderiam estar relacionadas ao acoplamento entre os modos de perda com estados ligados da cavidade, como previsto teoricamente por Lalanne e colaboradores [89], entretanto, olhando o comportamento do fator de qualidade para os pilares de maiores diâmetros, também observamos, apesar de menores em magnitude, oscilações do fator de qualidade. Esses re-

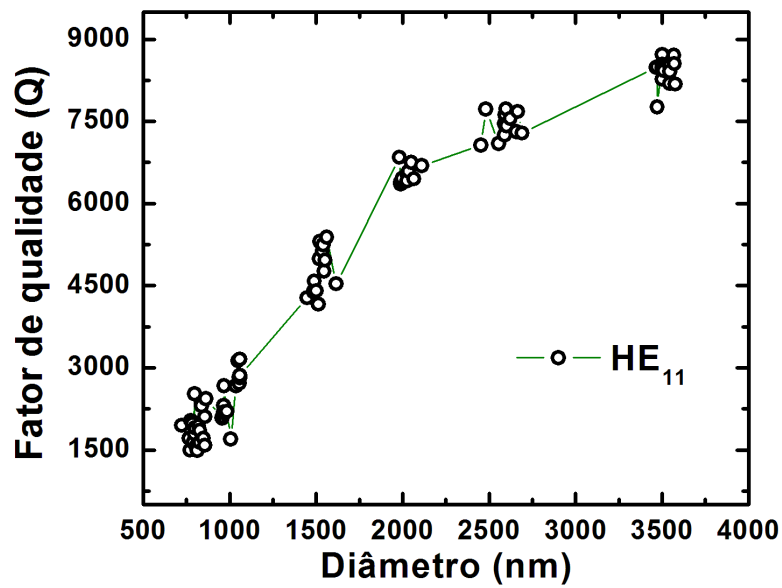


Figura 5.32: Variação do fator Q em função do diâmetro para o modo fundamental dos pilares estudados.

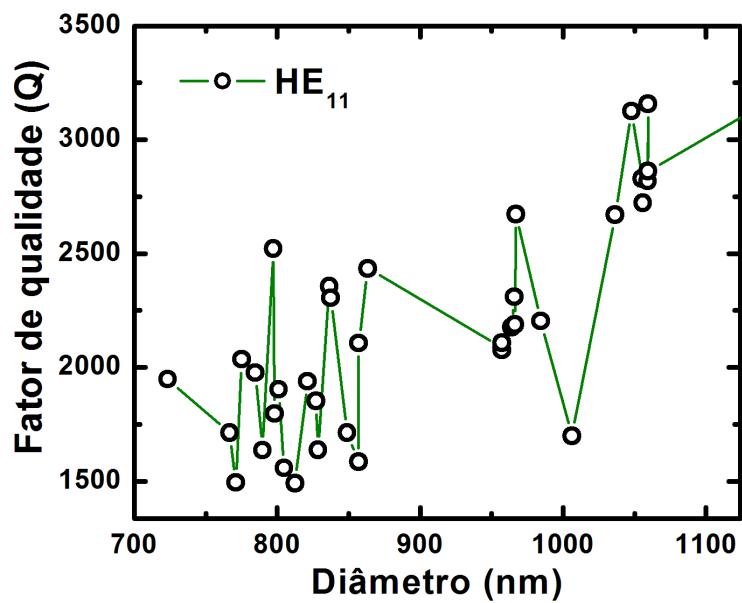


Figura 5.33: Variação do fator Q para o modo fundamental no limite de pequenos diâmetros.

sultados nos levam a concluir que as oscilações vistas na região de pequenos diâmetros podem estar relacionadas, também, a efeitos de natureza externa, como defeitos nas bordas dos pilares. Para inferirmos com mais precisão sobre a natureza das oscilações observados, seria necessário analisar amostras de pilares que apresentassem uma maior variação de diâmetro na região de interesse, gerando um perfil mais completo para a variação do fator de qualidade em função do diâmetro.

Determinamos também o fator de qualidade para os três primeiros modos excitados, e a Figura 5.34 mostra os resultados que obtivemos.

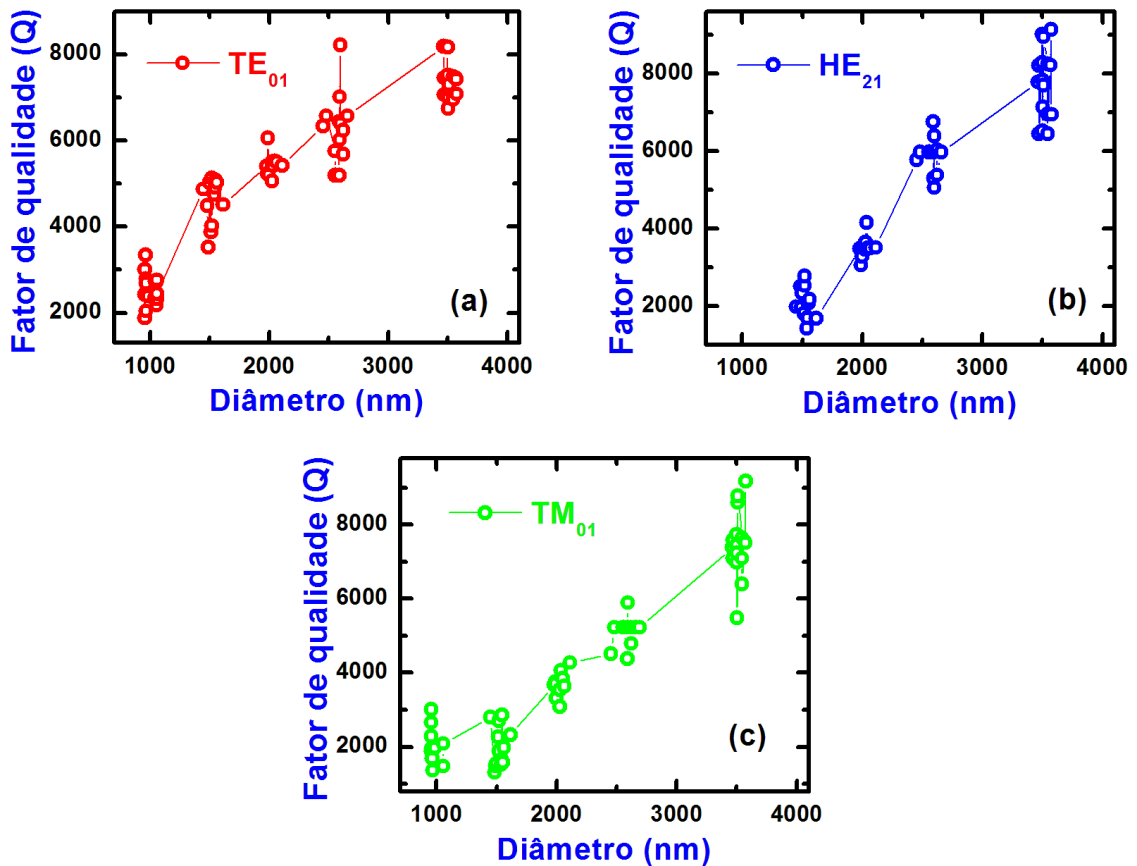


Figura 5.34: Variação do fator Q em função do diâmetro para os modos: (a) TE_{01} , (b) HE_{21} e (c) TM_{01} .

Para uma melhor comparação entre os fatores Q que obtivemos das diferentes famílias de modos analisados, calculamos um fator de qualidade médio e a Figura 5.35 mostra a forma como os fatores de qualidade médio para os quatro primeiros modos de mais baixas energia varia em função do diâmetro do pilar.

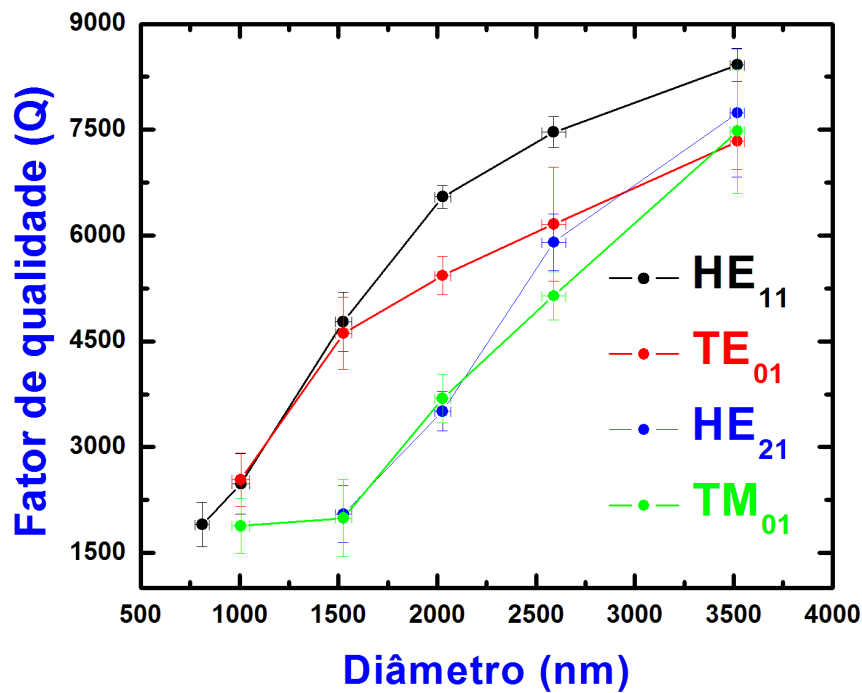


Figura 5.35: Variação do fator Q médio em função do diâmetro médio, para os quatro primeiros modos de mais baixa energia dos pilares estudados.

Usando o código CAMFR, Whittaker e colaboradores [92] verificaram um aumento do fator de qualidade do modo TE_{01} em maiores confinamentos. Até o momento, não há relatos na literatura de um estudo experimental do fator de qualidade para os modos excitados e suas possíveis aplicações em dispositivos, embora esses modos possam apresentar tais surpreendentes comportamentos. Foi por esse motivo que estudamos em detalhes o fator de qualidade destes modos excitados. Entretanto, não observamos um aumento

do fator de qualidade para o modo TE_{01} quando o diâmetro dos pilares foi reduzido. Porém, diferente dos outros modos, o modo TE_{01} apresenta valores de fator de qualidade muito semelhantes ao do modo HE_{11} , enquanto o fator de qualidade dos outros modos excitados diminui bruscamente na região de pequenos diâmetros. Outra observação é que a diminuição (degradação) do fator de qualidade do modo TE_{01} quando se reduz o tamanho do pilar, é muito mais suave do que a apresentada para os demais modos.

5.6 Conclusões

Nesta parte do trabalho estudamos o acoplamento entre pontos quânticos de InAs/GaAs e os modos ópticos de microcavidades na forma de pilares circulares. Mostramos que a baixas potências de excitação do laser é possível medir sinais de fotoluminescência de pontos quânticos individuais e que a variação em energia observada nos espectros de pontos quânticos individuais, quando a temperatura é alterada, está relacionada à variação da energia do *gap* dos pontos quânticos, que é bastante sensível à variações de temperatura. A temperatura também pode ser utilizada para colocar (retirar) o ponto quântico em ressonância com um modo da cavidade aumentando (diminuindo) sua taxa de emissão espontânea, já que o índice de refração do material que é um dos determinantes da posição em energia dos modos da cavidade, é bem menos sensível à variações de temperatura.

Mostramos, também, experimentalmente, que a eficiência de excitação dos vários modos fotônicos dos micropilares depende de forma significativa da orientação e posição dos dipolos dos pontos quânticos, que agem como fonte de fótons para os modos permitidos da cavidade. Em outras palavras,

o acoplamento entre os pontos quânticos e os modos fotônicos não depende somente da posição, mas também da orientação do dipolo do ponto quântico, uma consideração que é relevante para possíveis aplicações tecnológicas destes dispositivos. Nossos resultados implicam que uma certa porcentagem dos pontos quânticos em nossos pilares possuem um significativo grau de polarização, uma argumentação que foi experimentalmente confirmada. Nós também chamamos a atenção para os modos fotônicos de energias mais elevadas, que em alguns casos podem apresentar um acoplamento melhor do que o observado para os modos fundamentais, que são os mais extensivamente investigados, pois o acoplamento de cada modo depende da polarização e localização do ponto quântico dentro da cavidade. Através de medidas do fator de qualidade para os quatro modos de mais baixa energia, verificamos, também, que o modo TE_{01} apresenta valores de fator de qualidade muito semelhantes ao do modo HE_{11} , enquanto o fator de qualidade dos outros modos excitados diminui bruscamente na região de pequenos diâmetros. Outra observação é que a diminuição (degradação) do fator de qualidade do modo TE_{01} quando se reduz o tamanho do pilar, é muito mais suave do que a apresentada para os demais modos.

Conclusões gerais

Nos pontos quânticos auto-organizados (SAQDs, *self-assembled quantum dots*) os portadores são confinados nas três dimensões espaciais e, no limite de forte confinamento, a estrutura de banda de um ponto quântico semicondutor forma um espectro com níveis discretos de energia similares aos dos átomos. Os estudos de estruturas com pontos quânticos têm atraído intensa pesquisa para aplicações em dispositivos como fontes de fótons únicos, detectores para o infravermelho e laser de ponto quântico. Mais recentemente, os pontos quânticos semicondutores abrem revolucionárias oportunidades para aplicações dos conceitos de eletrodinâmica quântica de cavidades (CQED, *cavity quantum electrodynamics*). Semelhantes emissores têm sua taxa de emissão espontânea intensificada quando inseridos em uma microcavidade (Efeito Purcel). Esta grande versatilidade faz com que os pontos quânticos semicondutores sejam sistemas de grande interesse no estudo da física fundamental. Dentro deste contexto, fizemos neste trabalho um estudo das propriedades ópticas e elétricas de pontos quânticos semicondutores de InAs em duas diferentes situações.

Na primeira parte do trabalho investigamos as propriedades elétricas de multicamadas de pontos quânticos semicondutores auto-organizados de InAs através de medidas de magnetotunelamento. Nós estudamos o comporta-

mento das ressonâncias observadas na característica $I-V$ das amostras, em função do campo magnético, para investigar o acoplamento entre os estados eletrônicos de pontos quânticos em camadas sucessivas. Nas medidas realizadas com campos magnéticos paralelos à direção de crescimento, as oscilações observadas nas curvas características $I-V$ evidenciaram um claro *splitting* que modelamos como sendo originado do tunelamento através de estados com polarização de spin. As análises apresentadas com base em nosso modelo para a origem das oscilações permitiram determinar uma diferença de fator g de Landé de pontos quânticos pertencentes a camadas adjacentes de aproximadamente 0.8. Nós atribuímos a diferença no fator g ao aumento gradativo no tamanho dos pontos quânticos ao longo da direção de crescimento. Medidas de AFM e microscopia eletrônica realizadas por nossos colaboradores indicam que esta diferença obtida no fator g ocorra principalmente entre as três ou quatro primeiras camadas, onde se dá a maior variação de tamanho nos pontos quânticos. A ordem de grandeza do valor obtido para a diferença de fatores g está de acordo com resultados experimentais e teóricos encontrados na literatura.

Quando aplicamos um campo magnético perpendicular à direção de crescimento só observamos o tunelamento ressonante entre estados de pontos quânticos em campos magnéticos baixos pois, devido a forma assimétrica dos pontos, campos mais intensos reduzem rapidamente a probabilidade de tunelamento. Para essa configuração de campo não observamos experimentalmente o *splitting* dos níveis dos pontos quânticos na amostra estudada.

Na segunda parte do trabalho investigamos as propriedades ópticas de pontos quânticos semicondutores auto-organizados de InAs através de medidas de microluminescência. Estudamos o acoplamento entre pontos quânticos de InAs/GaAs e os modos ópticos de microcavidades na forma de pilares cir-

culares e mostramos que a baixas potências de excitação do laser foi possível medir sinais de fotoluminescência de pontos quânticos individuais. Nós relacionamos a variação em energia observada nos espectros de pontos quânticos individuais, quando a temperatura foi alterada, à variação da energia do *gap* dos pontos quânticos, que é bastante sensível à variações de temperatura. Utilizamos a temperatura, também, para colocar (retirar) o ponto quântico em ressonância com um modo da cavidade aumentando (diminuindo) sua taxa de emissão espontânea, já que o índice de refração do material que é um dos determinantes da posição em energia dos modos da cavidade, é bem menos sensível à variações de temperatura.

Mostramos, também, experimentalmente, que a eficiência de excitação dos vários modos fotônicos dos micropilares depende de forma significativa da orientação e posição dos dipolos dos pontos quânticos, que agem como fonte de fótons para os modos permitidos da cavidade. Em outras palavras, o acoplamento entre os pontos quânticos e os modos fotônicos não depende somente da posição, mas também da orientação do dipolo do ponto quântico, uma consideração que é relevante para possíveis aplicações tecnológicas destes dispositivos. Nossos resultados implicam que uma certa porcentagem dos pontos quânticos em nossos pilares possuem um significativo grau de polarização, uma argumentação que foi experimentalmente confirmada. Nós também chamamos a atenção para os modos fotônicos de energias mais elevadas, que em alguns casos podem apresentar um acoplamento melhor do que o observado para os modos fundamentais, que são os mais extensivamente investigados, pois o acoplamento de cada modo depende da polarização e localização do ponto quântico dentro da cavidade. Através de medidas do fator de qualidade para os quatro modos de mais baixa energia, verificamos, também, que o modo TE_{01} apresenta valores de fator de qualidade muito

semelhantes ao do modo HE_{11} , enquanto o fator de qualidade dos outros modos excitados diminui bruscamente na região de pequenos diâmetros. Outra observação é que a diminuição (degradação) do fator de qualidade do modo TE_{01} quando se reduz o tamanho do pilar, é muito mais suave do que a apresentada para os demais modos.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Y. Toda et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 517 (1998).
- [2] R. J. Warburton, Contemporary Physics **43**, 351 (2002).
- [3] D. Bimberg et al., *Quantum Dot Heterostructures*, J. Wiley, New York, 2001.
- [4] D. J. Mowbray and M. S. Skolnick, J. Phys. D **38**, 2059 (2005).
- [5] G. Medeiros-Ribeiro et al., Phys. Rev. B **55**, 1568 (1997).
- [6] G. Medeiros-Ribeiro et al., Appl. Phys. A **77**, 725 (2003).
- [7] M. H. Son et al., Appl. Phys. Lett. **82**, 1230 (2003).
- [8] M. Narihiro et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 105 (1997).
- [9] I. E. Itskevich et al., Phys. Rev. B **54**, 16401 (1996).
- [10] A. Patanè et al., Phys. Rev. B **65**, 165308 (2002).
- [11] I. N. Stranski and L. Krastanov, Sitzungsberichte d. Akad. D. Wissenschaften in Wein, Abt. IIb, **146**, 797-810 (1937).
- [12] M. S. Skolnick and D. J. Mowbray, Annu. Rev. Mater. Res. **34**, 181 (2004).
- [13] Q. Xie et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 2542 (1995).

- [14] N. N. Ledentsov et al., Phys. Rev. B **54**, 8743 (1996).
- [15] H. C. Liu et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 79 (2001).
- [16] H. C. Liu, Opto-Electronics Rev. **11**, 1 (2003).
- [17] C. Weisbuch et al, Journal of Luminescence **85**, 271 (2000).
- [18] K. J. Vahala, Nature **424**, 839 (2003).
- [19] R. Eisberg e R. Resnick, *Física Quântica. Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcles e Partículas*, Editora Campus, Rio de Janeiro, 1979.
- [20] K. Barnham and D. Vvednsky, *Low-Dimensional semiconductor structures: Fundamentals and device applications*, Cambridge University Press, UK (2001).
- [21] L. Van Hove, Phys. Rev. **89**, 1189 (1953)
- [22] L. Jacak, Eur. J. Phys. **21**, 487 (2000).
- [23] L. Jacak et al., *Quantum dot*, Springer, Germany, 1998.
- [24] F. C. Frank and J. H. van der Merwe, Proc. Roy. Soc. Lond. A **198**, 205 (1946).
- [25] J. Singh, *Electronic and Optoelectronic Semiconductor Structure*, Cambridge University Press, UK, 2003.
- [26] M. Volmer and A. Weber, Z. Phys. Chem. **119**, 277 (1926).
- [27] S. Franchi et al, Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials **47**, 166 (2003).

- [28] E. Towe and D. Pan, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **6**, 408 (2000).
- [29] A. Zrenner, J. Chem. Phys. **112**, 7790 (2000).
- [30] M. A. Reed et al., J. Vacuum Sci. Technol. B **4**, 358 (1986).
- [31] M. A. Reed, Scientific American, January, 118(1993).
- [32] T. P. Smith et al., Phys. Rev. B **38**, 2172 (1998).
- [33] S. Krishna et al, Appl. Phys. Lett. **82**, 2574 (2003).
- [34] P. Boucaud and S. Sauvage, C. R. Physique **4**, 1133 (2004).
- [35] S. Krishna et al, Appl. Phys. Lett. **83**, 2575 (2003).
- [36] E. C. Valadares et al., *Aplicações da física quântica: do transistor à nanotecnologia*, Editora Livraria da Física, São Paulo, 2005.
- [37] R. Dingle and C.H. Henry. 1976. *Quantum effects in heterostructure lasers*. U.S. Patent 3982207 (Sept. 21).
- [38] Y. Arakawa and H. Sakaki, Appl. Phys. Lett. **40**, 939 (1982).
- [39] D. Bimberg et al., Microelectronics Journal **36**, 175 (2005).
- [40] N. Kirstaedter et al., Electron. Lett. **30**, 1416 (1994).
- [41] I. Robert et al., Journal of Luminescence **94-95**, 797 (2001).
- [42] P. Michler et al., Science **290**, 2282 (2000).
- [43] C. Santori, Phys. Rev. Lett. **86**, 1502 (2000).
- [44] V. Zwiller et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 2476 (2001).

- [45] E. Moreau et al., Appl. Phys. Lett. **79**, 2865 (2001).
- [46] J. M. Gérard, Phys. Rev. Lett. **81**, 1110 (1998).
- [47] Z. R. Wasilewski et al, Journal of Crystal Growth **201/202**, 1131 (1999).
- [48] A. Hospodková et al., Phys. E **36**, 106 (2007).
- [49] G. Bastard, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructure*, les éditions de physique, France.
- [50] R. Rinaldi et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 342 (1996).
- [51] I. E. Itskevich et al., Appl. Phys. Lett. **70**, 505 (1997).
- [52] M. Bayer et al., Phys. Rev. B **52**, R11623 (1995).
- [53] I. Hapke -Wurst et al., Phys. Rev. B **62**, 12621 (2000).
- [54] A. S. G. Thornton et al., Appl. Phys. Letters **73**, 354 (1998)
- [55] A. S. G. Thornton et al., Phys. E **2**, 657 (1998).
- [56] J. Könnemann et al., Phys. E **13**, 675 (2002).
- [57] I. Hapke -Wurst et al., Phys. E **12**, 802 (2002).
- [58] M. R. Deshpand et al., Phys. Rev. Letters. **76**, 1328 (1996).
- [59] C. Hermann and C. Weisbuch, Phys. Rev. B **15**, 823 (1977).
- [60] I. Vurgaftmann et al., Appl. Phys. Lett. **80**, 5815 (2001).
- [61] S. J. Prado et al., Phys. Rev. B **69**, 201310(R) (2004).
- [62] T. Nakaoka et al., Phys. Rev. B **70**, 235337 (2004).

- [63] C. E. Pryor and M. E. Flatté, Phys. Rev. Letters. **96**, 026804 (2006).
- [64] S. M. Landi et al., Physica Stat. Solid C **2**, 3171 (2005).
- [65] H. T. Grahn, *Semiconductor Superlattices. Growth and Electronic Properties*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, UK, 1995.
- [66] P. L. Souza et al., Microelectronics Technology and Devices SBMICRO 2006, Ouro Preto. Pennington : The Electrochemical Society. 4, 345 (2006). DOI: 101149/12813508.
- [67] J. G. Mendoza et al., Phys. E **32**, 85 (2006).
- [68] A. A. Kiselev et al., Phys. Rev. B **58**, 16353 (1998).
- [69] R. Kotlyar et al., Phys. Rev. B **63**, 085310 (2001).
- [70] Weber Hanry Morais e Feu, Tese de Doutorado, UFMG (2008).
- [71] Weber Hanry Morais e Feu, Dissertação de Mestrado, UFMG (2004).
- [72] C. M. Wolfe et al., *Physical Properties of Semiconductors*, Prentice-Hall International Editions, USA (1989).
- [73] A. Einstein, Phys. Z. **18**, 121 (1917).
- [74] S. Haroche and D. Kleppner, Physics Today, January, 24 (1989).
- [75] E. M. Purcell, Phys. Rev. *69*, 681 (1946).
- [76] M. Pelton et al., IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **38**, 170 (2002).
- [77] B. Gayral, Ann. Phys. Fr **26**, 1 (2001).
- [78] J. M. Gérard and B. Gayral, Phys. E **9**, 131 (2001).

- [79] Max Born et al., *Principle of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, Cambridge University Press, UK (1997).
- [80] H. Deng et al., *Science* **298**, 199 (2002).
- [81] A. Daraei et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 051113 (2006).
- [82] S. Yamamoto, F. Tassone and H. Cao, *Semiconductor Cavity Quantum Electrodynamics*, no. 169 in Springer Tracts in Modern Physics, (Springer, Berlin, 2000).
- [83] J. M. Gérard et al., *Appl. Phys. Lett.* **69**, 449 (1996).
- [84] J. M. Gérard and B. Gayral, *Journal of Lightwave Technology* **17**, 2089 (1999).
- [85] A. V. Kavokin, J. J. Baumberg, G. Malpuech and F. P. Laussy, *Microcavities*, Oxford University Press, New York (2007).
- [86] B. Gayral et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1908 (1999).
- [87] O. J. Painter, *Journal of Lightwave Technology* **17**, 2082 (1999).
- [88] T. Rivera et al., *Appl. Phys. Lett.* **74**, 911 (1999).
- [89] Ph. Lalanne et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 4726 (2004).
- [90] S. Noda et al., *Nature Photonics* **1**, 449 (2007).
- [91] S. Reitzenstein et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 051107 (2006).
- [92] D. M. Whittaker et al., *Appl. Phys. Lett.* **90**, 161105 (2007).
- [93] Y. P. Varshni, *Physica* **34**, 140 (1967).

- [94] P. Bienstman and R. Baets, *Opt. Quantum Electron.* **33**, 327 (2001).
- [95] I. Favero et al., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 041904 (2005).
- [96] D. N. Krizhanovskii et al., *Phys. Rev. B* **72**, 161312 (2005).
- [97] P. Jayavel et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1820 (2004).
- [98] V. Troncale, et al., *J. Appl. Phys.* **101**, 081703 (2007).