

UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIA E ENGENHARIA DE MATERIAIS

MAICON ROGÉRIO DE SOUZA

**PROPRIEDADES ÓPTICAS DE PONTOS QUÂNTICOS EMPILHADOS
DE InAs/GaAs**

DISSERTAÇÃO

LONDRINA

2019

MAICON ROGÉRIO DE SOUZA

**PROPRIEDADES ÓPTICAS DE PONTOS QUÂNTICOS EMPILHADOS
DE InAs/GaAs**

Dissertação de Mestrado apresentada como pré-requisito para obtenção do grau de Mestre em Ciência e Engenharia de Materiais do Programa de Pós-Graduação em Ciência e Engenharia de Materiais (PPGCEM) da Universidade Tecnológica Federal do Paraná – UTFPR, *Campus Londrina*.

Orientador: Prof. Dr. Luiz Carlos Poças

**LONDRINA
2019**

TERMO DE LICENCIAMENTO

Esta Dissertação está licenciada sob uma Licença Creative Commons atribuição uso não-comercial/compartilhamento sob a mesma licença 4.0 Brasil. Para ver uma cópia desta licença, visite o endereço <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/4.0/> ou envie uma carta para Creative Commons, 171 Second Street, Suite 300, San Francisco, Califórnia 94105, USA.



Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)
Biblioteca UTFPR - Câmpus Londrina

S729p Souza, Maicon Rogério de

Propriedades ópticas de pontos quânticos empilhados de InAs/GaAs /
Maicon Rogério de Souza. - Londrina : [s.n.], 2019.
78 f. : il. ; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Luiz Carlos Poças

Dissertação (Mestrado) - Universidade Tecnológica Federal do Paraná.
Programa de Pós-Graduação em Ciência e Engenharia de Materiais.
Londrina, 2019.

Bibliografia: f. 71-78.

1. Óptica quântica. 2. Semicondutores. 3. Fotoluminescência.
4. Compostos de arsênio. 5. Índio (Química). 6. Gálio. I. Poças, Luiz
Carlos, orient. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná.
III. Programa de Pós-Graduação em Ciência e Engenharia de Materiais.
IV. Título.

CDD: 620.11

Ficha catalográfica elaborada por Cristina Benedeti Guilhem - CRB: 9/911

TERMO DE APROVAÇÃO

PROPRIEDADES ÓPTICAS DE PONTOS QUÂNTICOS EMPILHADOS DE InAs/GaAs

por

MAICON ROGÉRIO DE SOUZA

Dissertação de Mestrado apresentada no dia 14 de fevereiro de 2019, como requisito parcial para a obtenção do título de **MESTRE EM CIÊNCIA E ENGENHARIA DE MATERIAIS** pelo Programa de Pós-Graduação em Ciência e Engenharia de Materiais, Campus Londrina, da Universidade Tecnológica Federal do Paraná. O mestrando foi arguido pela Banca Examinadora composta pelos membros abaixo assinados. Após avaliação da Dissertação, a Banca Examinadora considerou a Dissertação **APROVADA (Aprovada ou Reprovada)**. O presente termo assinado ficará depositado na Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Ciência e Engenharia de Materiais – PPGCEM.

Prof. Dr. Luíz Carlos Poças - Orientador
(UTFPR – Londrina)

Prof. Dr. Ricardo Vignoto Fernandes - Membro Titular
(UEL - Londrina)

Prof. Dr. Marco Aurélio Toledo da Silva - Membro Titular
(UTFPR - Londrina)

Prof. Dr. Carlos Eduardo Cava
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Ciência e Engenharia de Materiais

A Folha de Aprovação assinada encontra-se na Coordenação do Programa de
Mestrado em Ciência e Engenharia de Materiais

Dedico esse trabalho aos familiares e amigos pelo apoio e compreensão nos momentos de ausência.

AGRADECIMENTOS

Quero agradecer ao meu orientador Prof. Dr. Luiz Carlos Poças pelo apoio, compreensão, amizade e conhecimentos ao longo do desenvolvimento deste projeto. Sou grato pelos exemplos dados e que serão sempre lembrados na sequência de minha carreira acadêmica e profissional. Agradeço também ao Prof. Dr. Ricardo Vignoto Fernandes e ao Prof. Marco Aurélio Toledo da Silva pela disponibilidade em participar das bancas de qualificação e defesa.

Quero agradecer a todos os Docente do Programa de Pós-Graduação em Ciência e Engenharia de Materiais da Universidade Tecnológica Federal do Paraná – Campus Londrina pela importante contribuição em minha formação e pela compreensão durante o período em que fiz parte do Programa.

Agradeço aos Professores Alain André Quivy da Universidade de São Paulo e Sidney Alves Lourenço por terem disponibilizado as amostras utilizadas nesse estudo.

Agradeço também a Universidade Estadual de Londrina e a Universidade Federal de São Carlos por terem aberto suas portas para que eu pudesse realizar a parte experimental de meu trabalho. Nesse momento usarei o termo Professor para todos que dedicaram parte de seu tempo para contribuir com esse trabalho. Agradeço especialmente aos Professores José Leonil Duarte, Edson Laureto, Flávio Franchello e Neusmar Jr. Artico Cordeiro da Universidade Estadual de Londrina e Márcio Daldin Teodoro, Fernando Maia de Oliveira e Edson Rafael Cardozo de Oliveira da Universidade Federal de São Carlos. Agradeço ainda ao Professor Wesley Renzi, hoje colega de trabalho no Instituto Federal do Paraná – Campus Pitanga, pelos ensinamentos, conselhos e, sobretudo, pelo fato disso tudo ter culminado em uma amizade.

Por fim, agradeço ao Instituto Federal do Paraná – Campus Pitanga pelas ações de incentivo a capacitação de seus servidores que possibilitaram conciliar minhas atividades como docente e estudante.

SOUZA, Maicon Rogerio de. **PROPRIEDADES ÓPTICAS DE PONTOS QUÂNTICOS EMPILHADOS DE InAs/GaAs**. Trabalho de Qualificação de Mestrado – Programa de Pós-Graduação em Ciência e Engenharia de Materiais (PPGCEM), Universidade Tecnológica Federal do Paraná (UTFPR). Londrina, 2019.

RESUMO

Os avanços tecnológicos ocorridos nos últimos anos possibilitaram o estudo e a fabricação de estruturas que apresentam dimensões cada vez menores. Nesse cenário, uma área que vem atraindo grande interesse na atualidade é o estudo dos pontos quânticos - do inglês: quantum dots (QDs) - devido a suas possibilidades de aplicação, suas propriedades estruturais e a estrutura eletrônica dos portadores de cargas confinados. Existe um grande número de possíveis aplicações para QDs, como por exemplo: células-solares, detectores, *lasers*, televisores, biomédicas, etc. Os QDs mais estudados são gerados pelo método chamado Stranski-Krastanov (SK). Esse método permite produzir QDs que são ilhas auto-organizadas que surgem devido a diferença entre os parâmetros de rede das camadas epitaxiais e do substrato utilizado. O uso desse método apresenta pontos favoráveis interessantes como a elevada eficiência de emissão, melhor discretização dos níveis de energia e maior densidade de área. Pontos quânticos auto-organizados apresentam outra importante propriedade que é a possibilidade do crescimento de multicamadas alinhadas de QDs empilhados devido ao fenômeno do auto alinhamento. O crescimento de QDs a partir do método SK apresenta como principal dificuldade o controle do tamanho e da distribuição das ilhas na amostra. Estudos recentes indicam que o crescimento de amostras com camadas empilhadas verticalmente e separadas por material semicondutor possibilitam o surgimento de QDs com tamanhos mais uniformes nas camadas superiores. Neste trabalho foi estudado um conjunto de 5 amostras de QDs duplos auto-organizados de InAs/GaAs crescidos pelo método SK sobre substratos de GaAs com camadas espaçadoras de GaAs de diferentes espessuras. Para o estudo das propriedades ópticas das amostras foram empregadas as seguintes técnicas: Fotoluminescência (PL) e Magneto-Fotoluminescência. A partir da análise dos dados obtidos verificou-se que as amostras apresentaram comportamentos típicos para QDs. A variação da espessura da camada espaçadora de cada amostra demonstrou a ocorrência de uma competição entre os efeitos de acoplamento eletrônico e interdifusão In/Ga. Foi verificado que o aumento da temperatura causou deslocamento dos picos observados para regiões de menor energia e diminuição na intensidade dos mesmos. Verificou-se que a posição dos picos não foi alterada significativamente em função da variação da potência, contudo, a diminuição da potência de excitação causou a diminuição da intensidade dos picos. Medidas de fotoluminescência realizadas sob variação do campo magnético indicaram a ocorrência de *Strain* reforçando a ocorrência da interdifusão. Além disso verificou-se também a ocorrência de polarização de spin para as amostras.

Palavras-chave: Pontos Quânticos; PQ Empilhados; PQ Auto-Organizados; InAs/GaAs; interdifusão.

SOUZA, Maicon Rogério de. **Optical Properties of Stacked InAs/GaAs Quantum Dots**. Master's Qualification Project - Post-Graduate Program in Materials Science and Engineering (PPGCEM), Federal University of Technology (UTFPR). Londrina, 2019.

ABSTRACT

The technological advances that have taken place in recent years have made it possible to study and manufacture structures with smaller dimensions. In this scenario, one area that is attracting great interest in the present time is the study of quantum dots (QD's) - due to its possibilities of application, its structural properties and the electronic structure of the load carriers confined. There are a large number of possible applications for quantum dots, such as: solar cells, detectors, lasers, televisions, biomedical etc. The most studied quantum dots are generated by the method called Stranski-Krastanov (SK). This technique allows to produce quantum dots that are self-organized islands that arise because of the difference between the network parameters of the epitaxial layers and the substrate used. The use of this technique presents interesting favorable points such as high emission efficiency, better discretization of energy levels and greater area density. Self-organized quantum dots present another important property that is the possibility of the growth of aligned multilayers of stacked quantum dots due to the self alignment phenomenon. The growth of quantum dots from the SK method presents as main difficulty the control of the size and distribution of the islands in the sample. Recent studies indicate that the growth of samples with vertically stacked layers and separated by semiconductor material allows the appearance of quantum dots with more uniform sizes in the upper layers. In this work, a set of 5 self-organized InAs /GaAs double QDs samples grown by the SK method on GaAs substrates with GaAs spacer layers of different thicknesses was studied. The following techniques were used to study the optical properties of the samples: Photoluminescence (PL) and Magneto-Fotoluminescence. From the analysis of the data obtained, it was verified that the samples presented typical behaviors for QDs. The variation of the thickness of the spacer layer of each sample demonstrated the occurrence of a competition between the effects of electronic coupling and In/Ga intermixing. It was verified that the temperature increase caused the displacement of the observed peaks to regions of lower energy and decrease in their intensity. It was found that the position of the peaks was not significantly altered as a function of the power variation; however, the decrease in the excitation power caused the decrease of peak intensity. Measurements of photoluminescence performed under magnetic field variation indicated the occurrence of Strain reinforcing the occurrence of intermixing. In addition, the occurrence of spin polarization was also observed for the samples.

Keywords: Quantum dots, Stacked QDs, Self-Assembled Quantum Dots, InAs/GaAs; intermixing.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Descrição esquemática da redução de dimensões de materiais e Densidade de Estados (DOS) para: volume 3D; poço quântico (2D), fio quântico (1D) e ponto quântico (0D) Fonte [6].....	16
Figura 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.....	20
Figura 3 – Gap de energia para materiais condutores, semicondutores e isolantes.....	23
Figura 4 - Câmara de crescimento epitaxial por MBE [54].....	27
Figura 5 - Esquema do processo de crescimento (a) convencional e (b) de QDs duplos acoplados. ...	28
Figura 6 - Esquema do sistema experimental de PL. 1 - Refrigeração do laser; 2 – Laser Ar ⁺ ; 3 – Prisma; 4 – Filtro circular giratório; 5 – Filtros de densidade neutra; 6 – Obturador; 7 – Lentes convergentes; 8 – Espelho; 9 – Amostra; 10 – Criostato; 11 – Sistema de vácuo; 12 – Sistema de ciclo fechado de hélio; 13 – Sistema de controle de temperatura; 14 – Espectrômetro; 15 – Fotodetector; 16 – Sistema de refrigeração do fotodetector; 17 – Lock-In; 18 – Sistema de aquisição de dados. Fonte [6].....	29
Figura 7 - Espectros de PL da amostra de referência (#3300) obtidos à baixa temperatura em função da intensidade de excitação. Os espectros são ajustados por curvas gaussianas.	32
Figura 8 - Espectros de PL em função da espessura da camada espaçadora.	33
Figura 9 – Representação do processo de interdifusão entre In/Ga.....	34
Figura 10 – Relação entre posição em (eV) dos picos em função da camada espaçadora.....	37
Figura 11 – Espectro PL das amostras a) #3300, b)#3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320 em função da potência de excitação.	38
Figura 12 – Espectro de PL para a amostra #3306.	40
Figura 13 - Espectro PL da amostra #3314 em função da variação de potência. Inserção da razão entre a intensidade do pico 1 e 2 em função da potência.....	41
Figura 14 - Energia para as famílias a) QD1 e b) QD2 em função da potência.	42
Figura 15 – FWHM em função da potência de excitação para as amostras a) #3300, b) #3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320.....	43
Figura 16- Espectro PL das amostras a) #3300, b) #3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320 em função da variação de temperatura.....	45
Figura 17 - Espectro PL da amostra #3314 em função da variação de temperatura.	46
Figura 18– Energia para as famílias a) QD1 e b) QD2 em função da temperatura.....	48
Figura 19 – Energia para as amostras a) #3300, b) #3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320 em função da temperatura.....	49
Figura 20 - Ajustes da variação da energia em função da temperatura para as amostras (a) #3300, (b) #3306,(c) #3310, (d) #3314 e (e) #3320. Os ajustes são realizados usando os modelos de Varshni, Viña, Pässler-p.....	50
Figura 21 - Energia dos fônons ópticos em função da composição x na liga Ga _x In _{1-x} As [70].	52
Figura 22 – FWHM para as amostras a) #3300, b) #3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320 em função da temperatura.....	53
Figura 23 – Ajuste de Arrhenius e energia de ativação para todas as amostras.....	56
Figura 24 – Ajuste de Arrhenius utilizando a Equação 4.4 com duas energias de ativação para as amostras #3300 e #3314.....	58
Figura 25 – Espectro PL da amostra #3300 com a) alta potência e b) baixa potência em função da variação do campo magnético.....	61
Figura 26 – Espectro PL da amostra #3306 em função da variação do campo magnético.....	62
Figura 27 – Ajustes do espectro de PL com duas gaussianas.....	63
Figura 28 – Comparação entre os espectros de PL das amostras #3300 e #3306 em função da variação do campo magnético.....	64
Figura 29 – Energia e Intensidade Integrada em função do campo magnético para a amostra #3300.	65
Figura 30 – Energia e Intensidade Integrada em função do campo magnético para a amostra #3306.	67

LISTA DE TABELAS

<i>Tabela 1 – Graus de liberdade e confinamento dos sistemas.....</i>	<i>16</i>
<i>Tabela 2 – Densidade de estados para sistemas de dimensões reduzidas</i>	<i>17</i>
<i>Tabela 3 – Valores dos parâmetros extraídos através do ajuste por gaussianas para os espectros de PL obtidos em diferentes potências de excitação</i>	<i>17</i>
<i>Tabela 4 – Energia dos picos das transições em todas as amostras nas temperaturas de 10 K e 265 K (QD1) e 10 K e 205 K (QD2) para comparação do deslocamento do pico com a temperatura ΔE (10K - 265K) e ΔE (10K-205K).</i>	<i>47</i>
<i>Tabela 5 - Parâmetros obtidos através dos modelos de Varshni, Viña e Pässler.....</i>	<i>51</i>

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

SK	Stranski-Krastanov
PL	Fotoluminescência
QDs	Quantum dots
SAQDs	<i>Self Assembled Quantum Dots</i>
MBE	<i>Molecular Beam Epitaxy</i>
GQDs	Pontos Quânticos de Grafeno
PDOTs	Nanopartículas de Polímeros Semicondutores
LNMS	Laboratório de Novos Materiais Semicondutores
FWHM	Largura à Meia Altura

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	12
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	15
3. MATERIAIS E MÉTODOS	26
3.1. Os binários de InAs e GaAs	26
3.2. Amostras	26
3.3 Sistema Experimental para medidas de Fotoluminescência e Magneto-Fotoluminescência.	28
4. RESULTADOS E DISCUSSÃO	31
4.1 Resultados Obtidos	31
4.2 Espectros de PL – Variação da Espessura da Camada Espaçadora.	31
4.3 Espectros de PL – Variação de Potência.	38
4.4 Espectros PL – Variação de Temperatura	44
4.5 Espectros de PL – Variação do Campo Magnético	60
5. CONCLUSÕES	68
6. REFERÊNCIAS	70

1. INTRODUÇÃO

O Encontro Anual da *American Physica Society* ocorrido em 1959 no Instituto de Tecnologia da Califórnia teve uma palestra ministrada pelo físico Richard Feynman. Dessa palestra se originou o artigo *There's Plenty of Room at the Bottom* que pode ser considerado um importante marco para a nanotecnologia. Feynman sugeriu que novos materiais poderiam ser desenvolvidos a partir da manipulação de átomos [1].

A nanotecnologia é uma área da ciência que proporciona novas perspectivas no mundo da ciência e tecnologia e que pode contribuir para o desenvolvimento de países e indústrias [2]. O termo "nanotecnologia" foi apresentado em 1974 pelo professor Norio Taniguchi da Universidade de Ciência de Tóquio que o definiu como o conjunto de estudos e aplicações referentes aos objetos e processos na escala nanométrica [3]. Devido a esse potencial para o desenvolvimento de novas tecnologias, a nanotecnologia é uma área que tem atraído investimentos cada vez maiores a cada dia. Os crescentes investimentos se justificam devido ao fato de seus resultados gerarem impactos tecnológicos e econômicos [4].

Diante desse cenário, os avanços científicos possibilitaram a constante redução das dimensões das estruturas de dispositivos eletrônicos e, como consequência disso, é possível verificar o surgimento de novos efeitos e novas tecnologias [5]. Os efeitos que surgem devido a essa redução das dimensões tornam-se perceptíveis quando o sistema possui dimensões comparáveis ao comprimento de onda de de Broglie. A partir dessa redução dimensional surgem diferentes sistemas semicondutores artificiais confinados, tais como: poços quânticos, fios quânticos e QDs [6]. No caso dos QDs, o confinamento ocorre em 3 dimensões e é responsável pelo aparecimento de novas propriedades ópticas e optoeletrônicas não verificadas em outras condições.

A técnica de crescimento através de epitaxia por feixes moleculares (MBE) permite que, em condições adequadas, ocorra o crescimento de heteroestruturas com diferentes parâmetros de rede, resultando na nucleação de ilhas de dimensões nanométricas e auto-organizadas. O método de crescimento Stranki-Krastanov (modo SK) é descrito na literatura como um dos principais modos de produção dessas ilhas. Os QDs são estruturas zero dimensionais que, quando geradas através de modo auto-organizado, recebem o nome de Pontos Quânticos Auto-Organizados (*Self Assembled Quantum dots* ou SAQDs).

Neste trabalho foi estudado um conjunto de amostras de QDs duplos auto-organizados de InAs/GaAs, crescidos pelo método SK sobre substratos de GaAs, com camadas espaçadoras de GaAs de diferentes espessuras. A principal técnica empregada nesse estudo foi a Fotoluminescência (PL) que é uma das técnicas de espectroscopia mais utilizadas no estudo das propriedades ópticas de materiais e heteroestruturas semicondutoras [7]. Além disso a PL é conhecida por ser uma técnica não destrutiva, principalmente no caso de amostras inorgânicas, que não degradam facilmente.

O tema dessa proposta se justifica pelo fato de que as estruturas semicondutoras de QDs apresentam grande potencial para aplicação em dispositivos optoeletrônicos, tais como: *lasers* que podem ser utilizados na comunicação e transmissão de dados através fibras óticas, fotodetectores para radiação infravermelha, células fotovoltaicas, etc. O estudo dessas estruturas é a base do desenvolvimento de novos dispositivos que apresentam parâmetros otimizados, como, por exemplo, uma menor dispersão de tamanho das famílias de QDs.

As heteroestruturas de semicondutores possuem aplicação em dispositivos como: *lasers* de semicondutores [8] [9], diodos emissores de luz [10] [11] [12], chaves optoeletrônicas [13] [14], fotodetectores no infravermelho [15], aplicações na indústria de tintas [16]. QDs tem se mostrado materiais muito interessantes para o desenvolvimento de dispositivos fotovoltaicos, contudo, o uso de metais pesados tóxicos, que permitem maior eficiência é visto como uma desvantagem [17]. Muitos grupos de pesquisa têm estudado o efeito de QDs na eficiência de células solares e mostram que adicionando QDs com menor *bandgap* em relação ao material hospedeiro a absorção global da cobertura do espectro solar aumentará [18]. A computação também se dedicado ao estudo de QDs com grande interesse no desenvolvimento de *bits* quânticos [19] [20].

Pontos quânticos também têm sido estudados visando a aplicação na medicina, sendo que, especificamente, QDs de grafeno (GQDs) ganharam enorme atenção por seu grande potencial para aplicações biomédicas, devido às suas propriedades fotoluminescentes únicas e ajustáveis [21] [22]. Ainda na medicina, QDs têm sido usados para imagens moleculares e rastreamento de células-tronco [23]. Também são vistas como relevantes as contribuições dos QDs na área biológica, como é o caso da técnica SVT baseada em QDs que permite estudar as dinâmicas de uma infecção em tempo real e *in situ* e as interações relacionadas entre vírus e células vivas [24].

Pontos quânticos de semicondutores (QDs) e nanopartículas de polímeros semicondutores (Pdots) são materiais brilhantemente emissivos que oferecem muitas vantagens para a bioanálise e bioimagem [25] [26] [27] [28]. Comercialmente os QDs vêm sendo incorporados em dispositivos de iluminação e na melhoria das cores em telas de televisores [29] [30].

Este trabalho será apresentado conforme a descrição a seguir. No capítulo 2 será apresentada a fundamentação teórica que embasa o trabalho. No capítulo 3 serão descritas as principais propriedades dos materiais estudados, bem como das amostras estudadas e do aparato experimental utilizado. No capítulo 4 serão apresentados, analisados e discutidos os espectros de fotoluminescência obtidos com variação de potência, variação de temperatura e variação de campo magnético. O capítulo 5 apresentará as conclusões baseadas nas análises realizadas até o momento. No capítulo 6 são apresentadas as Referências Bibliográficas utilizadas para fundamentar a proposta.

Essa dissertação teve como objetivo geral realizar o estudo das propriedades ópticas de pontos quânticos semicondutores empilhados de InAs/GaAs crescidos sobre substratos de GaAs através do método SK e da técnica MBE.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Na física de semicondutores ocorre o surgimento de novos fenômenos quando há a diminuição das possibilidades dimensionais de movimento de portadores de cargas em nanoestruturas. Diante do surgimento de novos fenômenos ocorre a possibilidade de fabricação de novos dispositivos que permitem a melhoria das performances de equipamentos, tais como: *lasers* e transistores [31]. Diante desse cenário os QDs, estão conectados a dois temas bastante atuais e interessantes. O primeiro deles está relacionado ao fato dos QDs apresentarem três dimensões em escala nanométrica. O segundo relaciona-se com o fato de apresentarem crescimento espontâneo em determinadas condições, ou seja: QDs podem ser produzidos por auto-organização [32].

Uma técnica importante de crescimento de semicondutores é a Epitaxia por Feixe Molecular (MBE) que possibilita crescer diferentes tipos de materiais e heteroestruturas que podem ser aplicados na produção de equipamentos eletrônicos e optoeletrônicos mais eficientes. Esse método apresenta como vantagem a alta qualidade do material e o controle preciso da taxa de crescimento [33]. A partir da técnica de MBE é possível criar diferentes tipos de heteroestruturas, tais como: poços quânticos, fios quânticos e pontos quânticos. Quando apenas uma das três dimensões apresenta tamanho em escala nanométrica, é obtida a estrutura conhecida como poço quântico. Ao reduzir duas dimensões à escala nanométrica, é obtida a estrutura conhecida como fio quântico. Por fim, quando as três dimensões são reduzidas à dimensões menores que o Raio de Bohr do material, são obtidos os QDs.

Essa redução das dimensões é responsável pela alteração de propriedades físicas do material volumétrico (*bulk*). Entre essas propriedades pode ser destacada a função densidade de estados eletrônicos. A Figura 1 traz a representação esquemática do efeito da redução das dimensões do material na distribuição de suas densidades de estados (DOS) em função da energia.

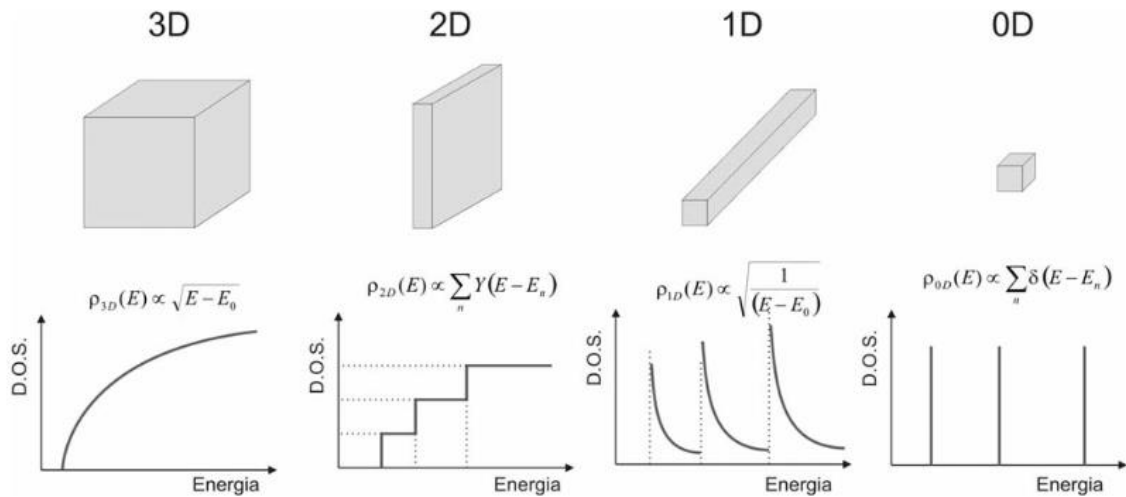


Figura 1 – Descrição esquemática da redução de dimensões de materiais e Densidade de Estados (DOS) para: volume 3D; poço quântico (2D), fio quântico (1D) e ponto quântico (0D) Fonte [6]

A Tabela 1 mostra o grau de liberdade D_f e o número de direções de confinamento D_c , segundo a relação:

$$D_f + D_c = 3 \quad (2.1)$$

Tabela 1 – Graus de liberdade e confinamento dos sistemas.

Sistema	D_c	D_f
Sólido Volumétrico	0	3
Poço Quântico	1	2
Fio Quântico	2	1
Ponto Quântico	3	0

Fonte: Autoria própria

A densidade de estados eletrônicos é diretamente dependente do grau de confinamento do sistema [34]. A densidade de estados por unidade de energia e por unidade de volume, que é dada por $\rho(E)$, permite que seja determinado o número total de estados por unidade de volume em uma banda de energia, com energia entre E_1 e E_2 . A densidade de estados $\rho(E)$ representa o número de estados com energia entre E e $E + dE$ de modo que:

$$\rho(E) = \frac{dN}{dE} \quad (2.2)$$

Na Tabela 2 são apresentadas as distribuições destas densidades de estados em função de cada sistema (0, 1, 2 e 3 D).

Tabela 2 – Densidade de estados para sistemas de dimensões reduzidas

Dimensionalidade	$\rho(E)$
Sólido Volumétrico	$\frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2}$
Poço Quântico	$\frac{1}{2\pi} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right) E^0$
Fio Quântico	$\frac{1}{\pi} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2} E^{-1/2}$
Ponto Quântico	$\sum_i 2\delta(E - E_i)$

Fonte: [34]

As equações da Tabela 2 indicam que a densidade de estados eletrônicos possui dependência com a energia. As densidades de estados apresentadas na Tabela anterior e sua interpretação são abordadas a seguir. As funções de densidade de estados foram obtidas a partir dos valores das auto-energias também discutidos a seguir.

As auto-energias do sistema podem ser obtidas a partir da Equação de Schrödinger apresentada a seguir [35]:

$$\left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right) \Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = E_{n\vec{k}} \Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) \quad (2.3)$$

Na equação \hbar é definido como a Constante de Planck, m^* é a massa efetiva dos elétrons ou buracos, $V(\vec{r})$ é o potencial, $E_{n\vec{k}}$ é a energia e $\Psi_{n\vec{k}}(\vec{r})$ é a função de onda que descreve o elétron ou buraco.

Como foi citado anteriormente existem diferentes possibilidades de confinamento dos portadores de carga e, com isso, pode ser considerado que cada

tipo de sistema confinado apresenta um potencial diferente. Dessa forma, cada sistema possui suas expressões para auto-energias e densidade de estados.

No material *bulk* os portadores de carga podem se mover em 3 direções espaciais, ou seja, não ocorre o confinamento em nenhuma direção. Para esse tipo de sistema os valores das auto-energias são dadas por [35]:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \text{ com } k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (2.4)$$

A partir dos valores das auto-energias são determinadas as densidades de estados apresentadas na Tabela 2. O semicondutor *bulk* (3D) apresenta um espectro contínuo e a densidade de estados é proporcional a raiz quadrada da energia.

Sistemas bidimensionais (2D) são formados quando ocorre o confinamento do movimento em uma direção gerando os poços quânticos. Nesse caso é permitido que ocorra movimentação num plano (2D). Considerando a adoção de barreiras infinitas, as auto-energias para esse tipo de sistema é dada pela equação a seguir [35]:

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right], \text{ onde } k^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (2.5)$$

O espectro de energia para esse tipo de sistema apresenta duas partes distintas. A primeira delas é contínua e está relacionada ao movimento em xy e é proporcional ao termo k^2 . A segunda parte, que é quantizada, está relacionada ao confinamento na direção z e é proporcional a n_z^2 . Para esse caso a densidade de estados do sistema é proporcional a uma função do tipo degrau.

Quando o sistema apresenta confinamento em duas direções espaciais ocorre o surgimento dos fios quânticos. Para esse tipo de sistema (1D) só é possível o movimento em uma direção. As auto-energias desse sistema são dadas por [35]:

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k^2 + \left(\frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right], \text{ onde } k^2 = k_x^2 \quad (2.6)$$

De modo similar ao poço quântico, os fios quânticos apresentam espectros de energia com uma parte continua devido ao movimento livre na direção x e outra

quantizada devido ao confinamento nas direções y e z . A densidade de estados em fios quânticos é proporcional ao inverso da raiz quadrada da energia.

A diminuição das dimensões do semiconductor para valores da ordem do comprimento de onda do elétron, proposto por De Broglie, causa uma limitação no movimento eletrônico em todas as dimensões de um semiconductor volumétrico (*bulk*). Essa limitação no movimento é associada à formação dos QDs, que são estruturas que podem realizar o confinamento do elétron em três dimensões. As auto-energias para esse tipo de sistema são dadas por [35]:

$$E(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right] \quad (2.7)$$

Com o confinamento, os elétrons no ponto quântico têm sua energia quantizada em valores discretos, como em um átomo. Por essa razão, os QDs são por vezes chamados de átomos artificiais [36]. Para pontos quânticos a densidade de estados é dada pelo somatório de funções do tipo delta de Dirac correspondentes a cada nível de energia.

Devido ao fato de proporcionarem o aumento da eficiência de equipamentos baseados em semicondutores; tem sido crescente os estudos relacionados às heteroestruturas, em especial, os QDs. Desse modo, uma das áreas mais ativas da Física envolve o estudo da física e das propriedades de semicondutores. Sistemas de QDs chamam a atenção por permitirem o estudo e o controle de fenômenos como, a emissão ou absorção de luz em certos comprimentos de onda ou o confinamento de portadores de cargas.

Pontos Quânticos semicondutores confinados tridimensionalmente emergiram como um tipo de material versátil com propriedades físicas únicas para uma ampla gama de aplicações em dispositivos [37]. Nos últimos 15 anos os QDs se transformaram em objeto de pesquisa no mundo acadêmico e industrial devido a suas propriedades elétricas, eletrônicas, ópticas e catalíticas [38] [39].

Para realizar o crescimento de um material (material A) sobre outro (material B) existem três principais métodos de crescimento para quando estes materiais possuem parâmetros de rede diferente. Esses métodos são os seguintes: Frank-van der Merwe, Voler-Weber e Stranski-Krastanov. A Figura 2 apresenta a situação do crescimento de um material sobre outro, para cada um dos métodos citados.

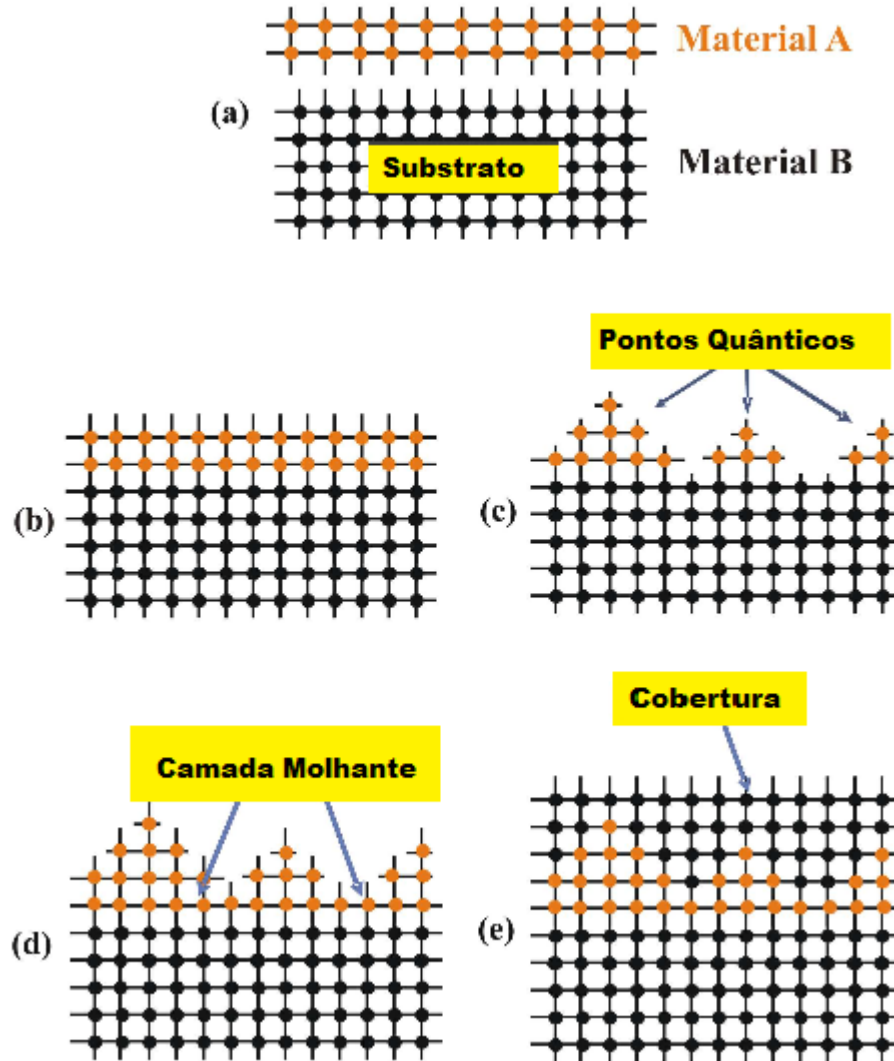


Figura 2 - a) Representação das ligas do substrato, Material B, e do filme a ser crescido, Material A. (b) Modo de crescimento Frank-van der Merwe (FW). (c) Modo de crescimento Volmer-Weber (VW). (d) Modo de crescimento Stranski-Krastanov (SK). (e) QDs cobertos.

Entre diversos sistemas semicondutores, os sistemas InAs/GaAs têm sido amplamente estudados porque é possível obter QDs de InAs de alta qualidade na superfície do GaAs (001), através do processo de auto-organização tipo Stranski-Krastanov.

No método de crescimento Stranski-Krastanov, a camada em crescimento segue o parâmetro de rede do substrato utilizado, e isso faz com que surja uma tensão mecânica, que se torna cada vez maior a medida que se deposita mais material. Ao atingir determinada espessura crítica, a tensão não pode mais ser mantida e ocorre a formação de ilhas tridimensionais, que são os QDs; que causam o relaxamento da

tensão que não poderia mais ser mantida pelas camadas epitaxiais [30]. O crescimento utilizando o modo Stranski-Krastanov é uma combinação dos outros dois modos já citados anteriormente uma vez que ocorre a formação de monocamadas com crescimento 2D e depois o crescimento passa para o modo 3D [40].

A formação de QDs auto-organizados ocorre de modo espontâneo e depende das condições de crescimento, especialmente da temperatura de crescimento. O crescimento de QDs com diferentes tamanhos em uma amostra leva à formação de uma banda com emissão óptica mais larga que limita a eficiência dos dispositivos que utilizam esses QDs heterogêneos. Sendo assim, é fundamental que haja maior controle do tamanho dos QDs e da distribuição das ilhas na amostra produzida. É esperado que a luminescência de QDs empilhados apresente menor largura de linha de emissão, quando comparadas com a largura de linha de amostras de monocamada. A escolha pelo método já citado se dá pelo fato de possibilitar uma melhoria na uniformidade do tamanho dos QDs produzidos e esta possuir relação direta com o estreitamento da largura de linha de emissão.

Neste trabalho será estudado um conjunto de amostras de QDs duplos auto-organizados de InAs/GaAs crescidos sobre substratos de GaAs pela técnica de epitaxia de feixe molecular, através do método SK, com camadas espaçadoras de GaAs de diferentes espessuras. A amostra de referência será chamada de amostra #3300, enquanto as demais amostras serão denominadas de acordo com a espessura da camada espaçadora. Dessa forma as amostras #3306, #3310, #3314 e #3320 apresentam, respectivamente, camada espaçadora de 6 nm, 10 nm, 14 nm e 20 nm.

A fotoluminescência foi a principal técnica experimental utilizada no processo de caracterização das amostras. Fotoluminescência é um fenômeno que possui relação com toda emissão de radiação que tenha como origem a excitação externa da amostra a partir da incidência de fótons. A técnica de fotoluminescência se baseia na excitação de uma amostra por meio de um feixe de luz monocromático, geralmente *laser*, obtendo um espectro de radiação emitida [41]. É uma técnica bastante utilizada para caracterização óptica que permite a análise de propriedades dos materiais semicondutores. O emprego dessa técnica se justifica pelo fato de apresentar vantagens como: não ser destrutiva, simplicidade na obtenção de dados e alta sensibilidade.

O processo de Fotoluminescência em semicondutores pode ser dividido nas seguintes etapas: excitação, relaxação/termalização e recombinação [42]. O processo

de excitação ocorre através da incidência de radiação luminosa que apresente energia maior do que o *gap* do material semiconductor. Como consequência da excitação, são criados pares elétrons-buracos através da transição de elétrons do estado fundamental da banda de valência para níveis desocupados na banda de condução. Na etapa seguinte, uma vez que elétrons e buracos possuem excesso de energia em relação ao fundo das bandas de condução e valência, respectivamente, eles sofrem relaxação/termalização e, assim, a energia em excesso que foi adquirida é transferida para a rede cristalina através de transições não-radiativas (emissão de fônons). Desta forma, os pares elétron-buraco interagem com a rede cristalina até relaxar ocupando os estados de mais baixa energia no fundo das bandas. Por fim, após um intervalo de tempo curto que varia geralmente entre 10^{-9} e 10^{-12} segundos, os elétrons recombinam radiativamente com os buracos, gerando luz na forma de fótons.

Para a análise dos resultados obtidos serão utilizados conceitos como: comportamento bimodal, interdifusão, ajuste de Arrhenius e a influência do campo magnético sobre o tipo de amostras em estudo.

Na estatística o termo moda corresponde ao valor individual com maior frequência num conjunto de dados. É possível que esse valor modal não seja único em determinado conjunto e, quando existem dois valores com maior frequência individual, o conjunto apresenta comportamento bimodal. A literatura indica de antemão que a amostra de referência (#3300) apresenta um comportamento bimodal associado a existência de duas famílias de QDs de tamanhos distintos [43]. O processo de difusão é definido como o transporte de material através do movimento de átomos. A interdifusão ocorre quando átomos de um material A difundem para um material B (e vice-versa). A ocorrência da interdifusão durante o crescimento das amostras é abordada na literatura [44]. A interdifusão é associada ao *blueshift* observado para as amostras [45], [46]. Arrhenius propôs uma equação que demonstra a relação entre a velocidade de uma reação química e a temperatura, contudo, essa equação pode ser aplicada em outros contextos, como por exemplo, no estudo de QDs. O ajuste de Arrhenius permite que sejam determinadas as energias de ativação das amostras [46], [47], [48]. As energias de ativação com valores mais altas foram associadas ao processo de termalização dos portadores de carga para a camada molhante e/ou barreira. As energias de ativação com valores mais baixos foram associadas a energia de ligação do éxciton nos QDs ou fuga de portadores dos QDs para defeitos na interface entre os QDs e a barreira. As propriedades eletrônicas e

ópticas dos QDs podem ser alteradas devido à diferentes fatores e isso é objeto de estudo da comunidade acadêmica. Entre os fatores que são capazes de alterar as propriedades dos QDs estão perturbações externas como, por exemplo, a ação de campos magnéticos e elétricos. Campos magnéticos alteram a simetria de estado das impurezas e a natureza das funções de onda e podem fornecer informações relevantes sobre o sistema confinado [49].

No estudo de materiais semicondutores um importante parâmetro a ser considerado é o *gap* de energia do material. Essa propriedade é definida como a diferença de energia entre o fundo da banda de condução e o topo da banda de valência [50]. Materiais condutores, semicondutores e isolantes possuem diferentes valores de *gap* como pode ser observado na Figura 3 a seguir.

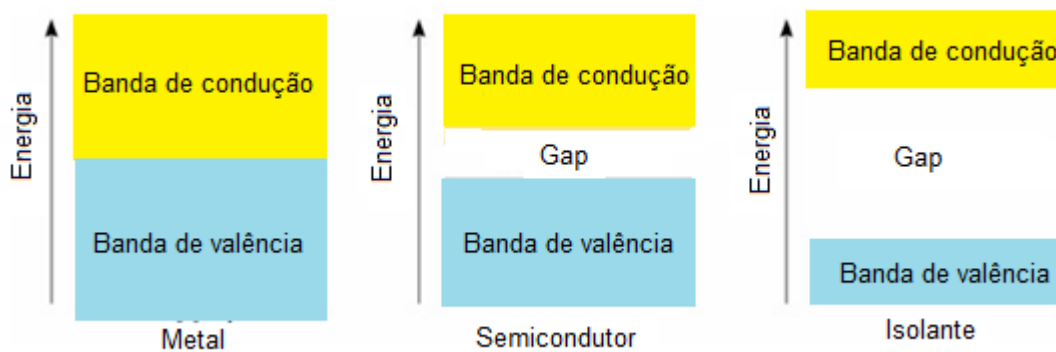


Figura 3 – *Gap* de energia para materiais condutores, semicondutores e isolantes. Fonte própria.

Atualmente sabe-se que a dependência do *gap* de energia com a temperatura possui comportamentos diferentes dependendo da faixa de temperatura em questão. Para grande parte dos materiais semicondutores, o valor do *gap* de energia diminui em função do aumento da temperatura e, em geral, apresenta comportamento aproximadamente quadrático a baixas temperaturas e assintoticamente linear para temperaturas superiores a 100 K. A redução do *gap* com a temperatura ocorre devido a dois mecanismos principais: expansão térmica da rede e interação elétron-fônon [51].

Outras abordagens foram sendo utilizadas para descrever a relação entre o *gap* de energia e a temperatura. Em 1967 foi proposto por Varshni um modelo empírico para descrever a variação do *gap* com a temperatura [52], [53]. Viña e colaboradores propuseram em 1979 um novo modelo semi-empírico que era baseado na estatística

de Bose-Einstein para os ajustes de dados experimentais [54], [55]. Esses dois modelos são empregados em diversas situações, por exemplo, ajuste do *gap* em semicondutores elementares, em ligas binárias e ternárias e na descrição de transições excitônicas em função da temperatura em poços quânticos. Apesar de sua ampla utilização os resultados desses modelos diferem entre si em baixas temperaturas. Como forma de resolver esse problema, em 1996, Pässler propôs novos modelos em termos da interação elétron-fônon [56], [57]. Os modelos propostos por Pässler apresentaram melhores resultados que os modelos anteriores quando aplicados em grande variedade de materiais elementares, ligas e poços quânticos [53]. Por isso, o modelo de Pässler é um dos mais utilizados atualmente para a realização de ajustes de dados experimentais do *gap* de energia para heteroestruturas semicondutoras [51]. Para esse trabalho serão utilizados os modelos de Varshni, Viña e Pässler para realização dos ajustes do *gap* em função da temperatura.

A seguir são apresentadas as equações referentes a cada modelo de ajuste utilizado.

$$\text{Modelo de Varshni: } E_g(T) = E_{gv}(0) - \alpha_{var} \frac{T^2}{\beta + T} \quad (2.8)$$

$$\text{Modelo de Viña: } E_g(T) = E_B - a_B \left[1 + \frac{2}{\frac{\theta_B}{T} - 1} \right] \quad (2.9)$$

$$\text{Modelo de Pässler p: } E_g(T) = E_{gp}(0) - \frac{\alpha_p \theta_p}{2} \left[\sqrt[p]{1 + \left(\frac{2T}{\theta_p}\right)^p} - 1 \right] \quad (2.10)$$

Na equação proposta por Varshni, $E_{gv}(0)$ corresponde ao *gap* de energia na temperatura de 0 K, enquanto os parâmetros α_{var} e β são coeficientes empíricos obtidos através do próprio ajuste dos dados experimentais obtidos [53].

O modelo proposto por Viña é considerado como semi-empírico e $E_g(t = 0) = E_B - a_B$ representa o *gap* de energia na temperatura de 0 K. O termo a_B corresponde a intensidade da interação elétron-fônon óptico e θ_B representa a energia média dos fônons na escala de temperatura [55].

No modelo do tipo p proposto por Pässler, $E_{gp}(0)$ representa o *gap* de energia na temperatura de 0 K, α_p representa um parâmetro associado à entropia do *gap* de

energia para altas temperaturas, θ_p representa um parâmetro empírico associado à energia efetiva dos fônons na escala de temperatura e p representa um parâmetro empírico associado a forma da função espectral elétron-fônon [57].

3. MATERIAIS E MÉTODOS

3.1. Os binários de InAs e GaAs

Os elementos químicos Índio e Gálio podem formar dois compostos binário em conjunto com o Arsênio, que são, respectivamente: Arseneto de Índio e o Arseneto de Gálio. Esses dois compostos apresentam grande potencial para utilização na indústria tecnológica, podendo ser empregados em diferentes ramos.

O Arseneto de Índio (InAs) pode, por exemplo, ser utilizado para a produção de detectores que operam no infravermelho. Esse composto se caracteriza por apresentar uma alta mobilidade eletrônica e uma baixa energia de *gap*. Em temperatura ambiente essa energia é de 0,36 eV e a 0 K é de 0,42 eV. Esse binário apresenta parâmetro de rede de 6,06 Å em temperatura ambiente [52].

O Arseneto de Gálio (GaAs) é um composto que apresenta excelentes propriedades de transporte, apresentando mobilidade eletrônica cerca de 5 vezes maior que a do Silício. Esse binário é bastante utilizado na fabricação de dispositivos que são empregados em sistemas de comunicação, micro-ondas e digitais [52]. A energia de *gap* desse binário é de 1,42 eV em temperatura ambiente e de 1,52 eV em 0 K. Seu parâmetro de rede é de 5,66 Å em temperatura ambiente [52].

3.2. Amostras

As amostras utilizadas neste estudo foram crescidas pelo Professor Dr. Alain André Quivy no Laboratório de Novos Materiais Semicondutores (LNMS) no Instituto de Física da Universidade de São Paulo (USP). O crescimento das amostras foi realizado utilizando o equipamento de Epitaxia de Feixe Molecular (MBE).

A epitaxia por feixe molecular (MBE) é um sistema de crescimento bastante utilizado e com alto grau de sofisticação. Nessa técnica o crescimento ocorre devido a uma reação em ultra-alto vácuo entre o substrato cristalino aquecido e fluxos de vapor molecular do material a ser crescido. Os materiais que serão evaporados devem ser mantidos em fornos especiais chamados de células de efusão. Para se atingir a pressão de vapor necessária para formar um feixe molecular a temperatura das

células de efusão deve ser definida adequadamente. Os feixes moleculares gerados devem ter orientação nas células de efusão que permitam que os fluxos se encontrem no substrato. A Figura 4 apresenta um modelo de sistema de crescimento por MBE.

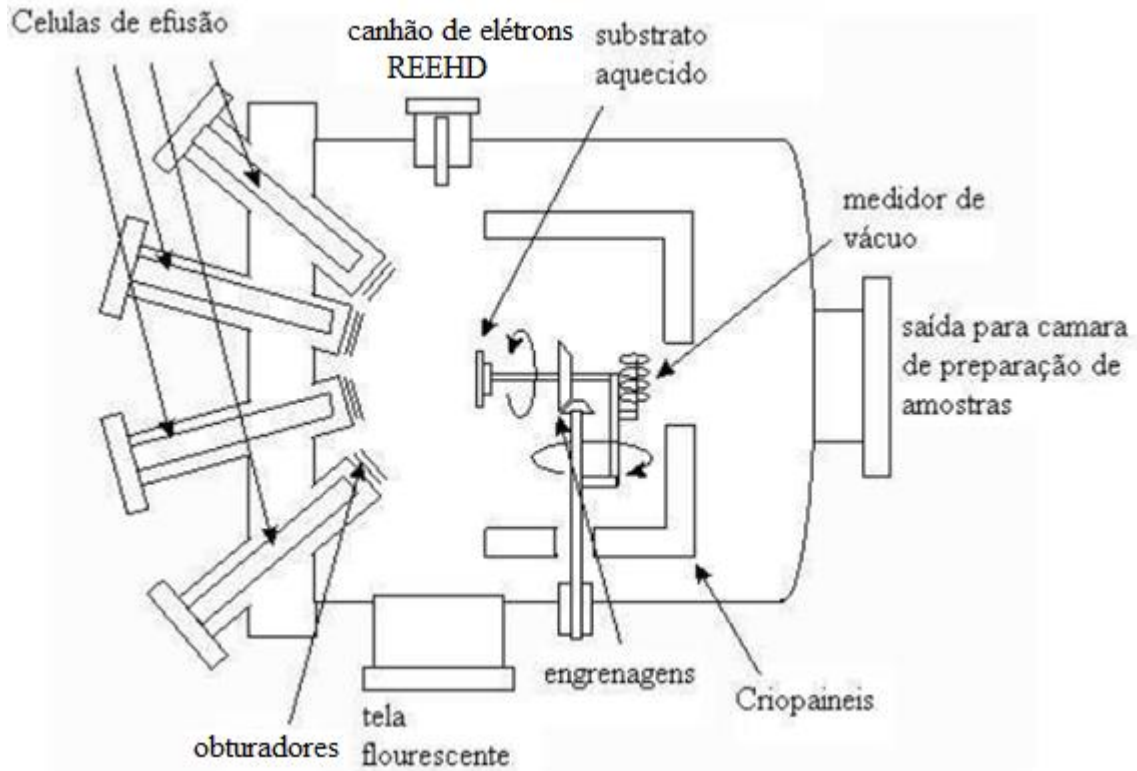


Figura 4 - Câmara de crescimento epitaxial por MBE [54]

O crescimento por MBE permite baixas taxas de deposição possibilitando um controle em escala atômica da espessura das camadas. O monitoramento em tempo real do crescimento é possível através do uso de dispositivos acoplados ao sistema, como o canhão de elétrons (RHEED, *reflection high-energy electron diffraction*), conferindo grande confiabilidade em relação à espessura, composição, morfologia e cristalinidade das camadas crescidas [56].

O conjunto analisado é composto por cinco amostras de QDs de InAs crescidos sobre GaAs (Figura 5). A amostra de referência chamada de #3300 (Figura 5a) apresenta somente uma camada de QDs de InAs. Nas amostras #3306, #3310, #3314 e #3320 (Figura 5b) foram crescidas duas camadas de QDs de InAs separadas por uma camada espaçadora de GaAs. As espessuras da camada espaçadora são, respectivamente, 6 nm, 10 nm, 14 nm e 20 nm para as amostras #3306, #3310, #3314 e #3320.

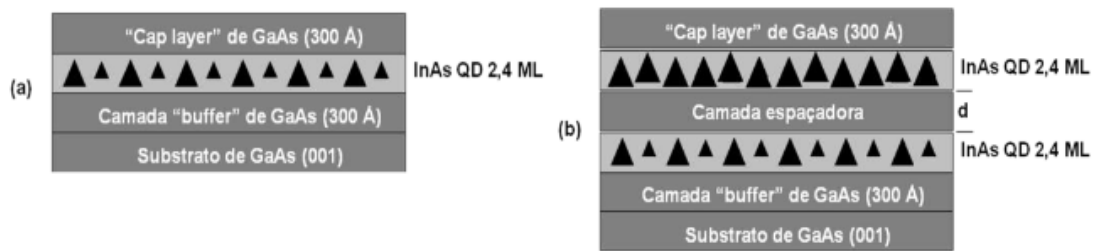


Figura 5 - Esquema do processo de crescimento (a) convencional e (b) de QDs duplos acoplados.

As amostras utilizadas foram crescidas sobre um substrato de GaAs (001). O processo de crescimento das amostras ocorreu conforme descrito a seguir. Para a amostra de referência foi crescida uma camada *buffer* do próprio material do substrato (GaAs). Essa camada serve para acomodar as camadas seguintes evitando o surgimento de defeitos, minimizando a influência de rugosidades e reduzindo a difusão de impurezas do substrato para os QDs. O GaAs foi depositado na camada *buffer* com uma velocidade de 0,9 monocamada por segundo (ML/s) e com espessura de 300 Å. O InAs teve velocidade de deposição de 0,01 monocamada por segundo (ML/s) e espessura de 2,4 ML. Com o objetivo de proteger a amostra foi crescida uma camada de GaAs chamada de *cap layer* com espessura de 300 Å. Nas demais amostras o procedimento foi similar, contudo, após o crescimento da primeira camada de QDs, foi crescida uma camada espaçadora de GaAs, com espessura d diferente para cada amostra e, em seguida, uma segunda camada de InAs foi crescida, similarmente à primeira camada, isto é; com velocidade de deposição de 0,01 monocamada por segundo (ML/s) e espessura de 2,4 ML. A camada *buffer* nestas amostras foi crescida a temperatura de 580°C enquanto às temperaturas de crescimento dos QDs, das camadas espaçadoras e das camadas *cap layer* foi de 490°C.

3.3 Sistema Experimental para medidas de Fotoluminescência e Magneto-Fotoluminescência.

As medidas realizadas nesse estudo foram divididas em duas etapas. Na primeira etapa foram realizadas medidas preliminares da fotoluminescência das

amostras em baixa temperatura, e na segunda etapa, foram realizadas medidas da fotoluminescência com variação de potência, variação de temperatura e variação do campo magnético. Durante a realização das medidas a potência foi variada de 0,1 mW a 4,0 mW, enquanto a temperatura foi variada de 10 K a 295 K. As medidas de campo magnético foram realizadas com temperatura de 10 K e potência de 1,0 mW e variação de -9 T a 9 T.

As primeiras medidas foram realizadas no laboratório de Óptica e Optoeletrônica do Departamento de Física da Universidade Estadual de Londrina (UEL). A seguir serão descritos detalhes do sistema experimental utilizado na primeira parte das medições. Na figura 6 é demonstrada uma representação do sistema utilizado.

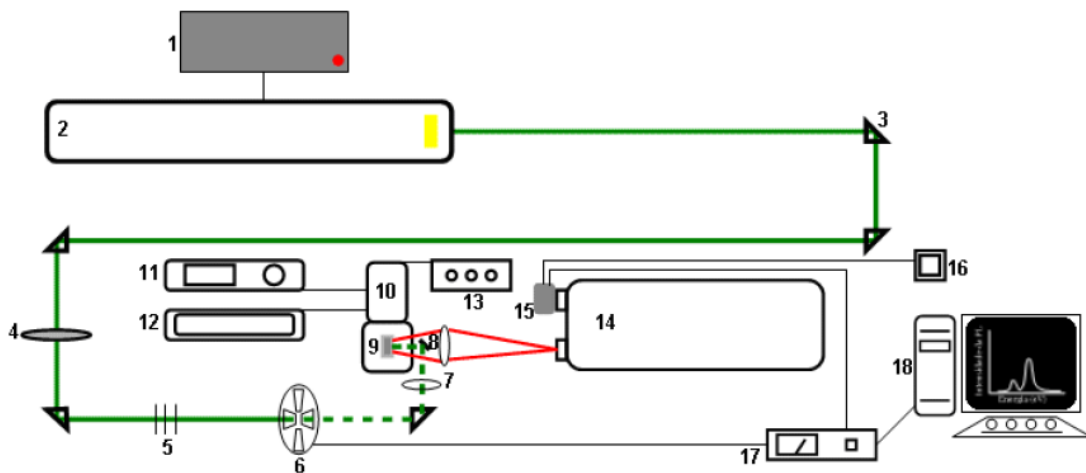


Figura 6 - Esquema do sistema experimental de PL. 1 - Refrigeração do *laser*; 2 – *Laser* Ar+; 3 – Prisma; 4 – Filtro circular giratório; 5 – Filtros de densidade neutra; 6 – Obturador; 7 – Lentes convergentes; 8 – Espelho; 9 – Amostra; 10 – Criostato; 11 – Sistema de vácuo; 12 – Sistema de ciclo fechado de hélio; 13 – Sistema de controle de temperatura; 14 – Espectrômetro; 15 – Fotodetector; 16 – Sistema de refrigeração do fotodetector; 17 – Lock-In; 18 – Sistema de aquisição de dados.

Fonte [6]

Foram realizadas medidas preliminares na Universidade Estadual de Londrina (UEL) que foram importantes para a identificação de cada amostra utilizada. Após essa identificação inicial as medidas posteriores foram realizadas no Laboratório de Nanoestruturas Semicondutoras do Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos (UFSCAR). Os equipamentos disponibilizados na UFSCAR são bastante similares aos utilizados anteriormente na UEL e os resultados lá obtidos estavam de acordo com os resultados prévios. Além das medidas de PL em função

da temperatura e potência também foram realizadas medidas de PL na presença de campos magnéticos na UFSCAR. Para essas medidas foram utilizadas diferentes potências de excitação na presença de campo magnético variável. O campo magnético utilizado variou de -9 T a 9 T. Cada amostra foi conectada sobre piezoelétricos x-y-z que permitiam ajustes de posição com precisão nanométrica [58].

4. RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 Resultados Obtidos

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos para a caracterização do conjunto de amostras e as análises realizadas. Foram realizadas medidas de fotoluminescência sob variação de potência, temperatura e campo magnético.

Os espectros de PL apresentados foram ajustados utilizando programa específico. A partir dos dados dos ajustes foram realizadas análises dos diferentes parâmetros medidos buscando caracterizar o conjunto de amostras. Foram analisados os seguintes parâmetros: posição (energia) dos picos das famílias QD1 e QD2 e suas respectivas larguras à meia altura de cada amostra em função da potência e da temperatura. A partir dos gráficos da intensidade integrada em função do inverso da temperatura foram determinadas as energias de ativação de cada amostra utilizando a Lei de Arrhenius.

4.2 Espectros de PL – Variação da Espessura da Camada Espaçadora.

Na Figura 7 são apresentados espectros de PL obtidos a baixa temperatura para a amostra #3300, com a intensidade de excitação variando de 0,2 mW até 60 mW. Ajustes da forma de linha do espectro de emissão utilizando curvas gaussianas são também apresentados na Figura 7 e os parâmetros obtidos através destes ajustes são apresentados na Tabela 3. A análise dos espectros apresentados nesta figura, através do ajuste por gaussianas, revela um comportamento bimodal para distribuição de tamanho das ilhas de QDs nesta amostra. É possível perceber que, para baixas intensidades de excitação (0,2 e 2,4 mW), as curvas experimentais são bem ajustadas com duas curvas gaussianas, as quais são atribuídas às transições do nível fundamental dos QDs das duas famílias com tamanhos distintos (comportamento bimodal). A família com QDs maiores emitindo numa região de menor energia (~1,05 eV) e a família com QDs menores emitindo numa região de maior energia (~1,08 eV).

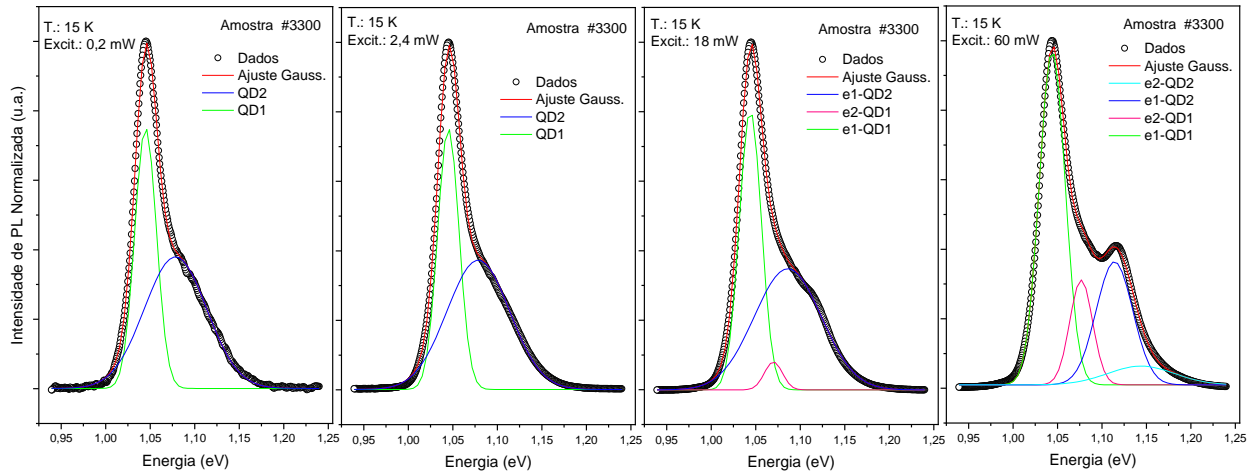


Figura 7 - Espectros de PL da amostra de referência (#3300) obtidos à baixa temperatura em função da intensidade de excitação. Os espectros são ajustados por curvas gaussianas.

Para as potências mais altas (18 e 60 mW) é necessária a introdução de mais uma ou duas gaussianas, dependendo da intensidade de excitação, para ajustar adequadamente os espectros. Estas curvas adicionais são atribuídas às transições de níveis excitados associadas às duas famílias de QDs. À medida que aumenta a intensidade de excitação, os estados de energia mais baixos vão sendo populados e as recombinações envolvendo os pares elétron-buraco a partir dos níveis excitados passam a ocorrer, sendo que esta emissão ocorre em energias maiores para ambas as famílias de QDs. Assim, fica evidente que a origem dos dois picos observados na Figura 7, para a amostra #3300, estão associados a presença de duas famílias com duas distribuições de tamanhos distintos (comportamento bimodal).

Tabela 3 – Valores dos parâmetros extraídos através do ajuste por gaussianas para os espectros de PL obtidos em diferentes potências de excitação.

Parâmetros	Potência (mW)			
	0,2	2,4	18	60
E ₁	1,04486	1,04502	1,04400	1,04409
W ₁	0,02435	0,02401	0,02480	0,02899
A ₁	0,02290	0,02261	0,02497	0,03494
E ₂	1,07844	1,07864	1,06990	1,07667
W ₂	0,06997	0,07039	0,02020	0,02566
A ₂	0,03321	0,03283	0,00204	0,00971
E ₃	-	-	1,08605	1,11411
W ₃	-	-	0,07518	0,04150
A ₃	-	-	0,03285	0,01824
E ₄	-	-	-	1,14400
W ₄	-	-	-	0,07500
A ₄	-	-	-	0,00507

O comportamento bimodal já foi mencionado na literatura [59], [60] a partir de análises de PL de QDs empilhados de InAs/GaAs e em QDs formados com outros tipos de materiais, como InP/GaInP [61].

A Figura 8 apresenta os espectros de PL para todas as amostras em função da espessura da camada espaçadora. As medidas foram realizadas em temperatura de 10 K e a potência utilizada foi de 1 mW.

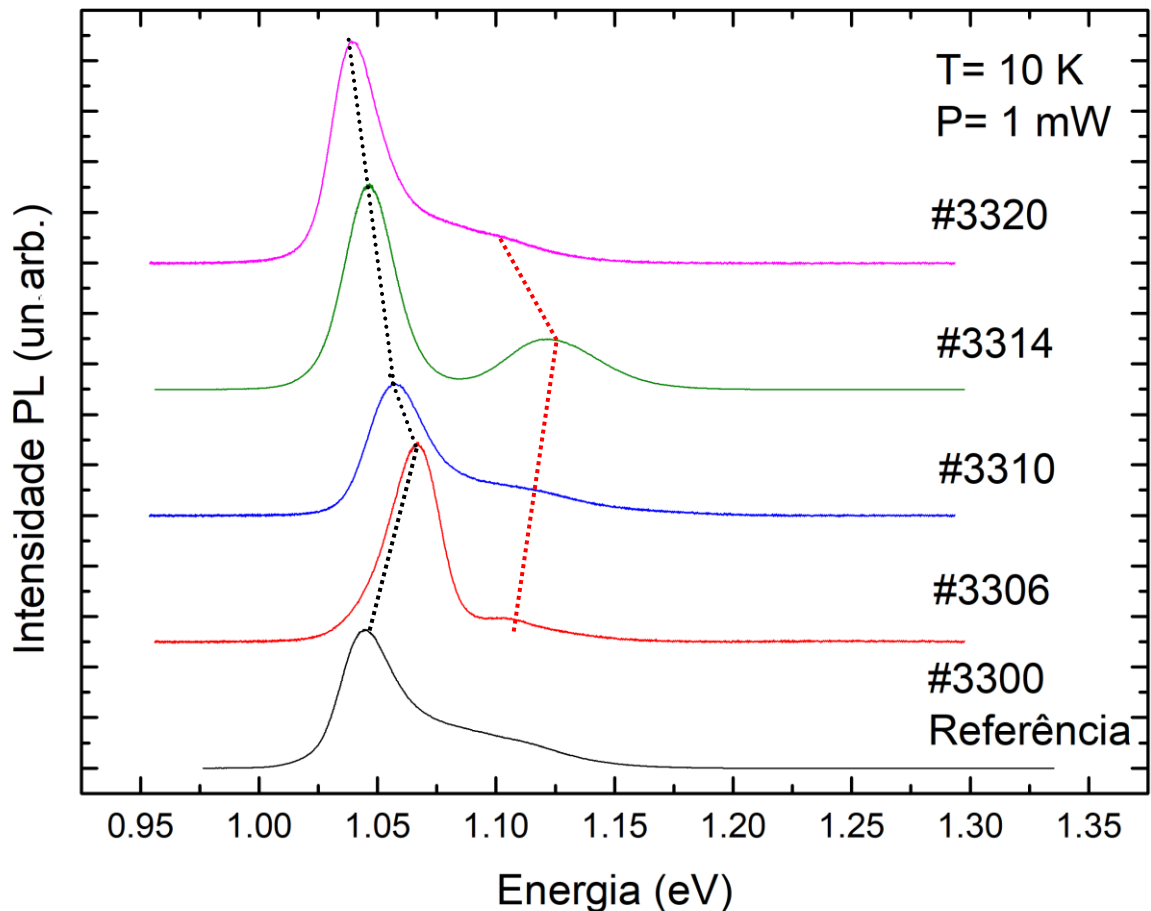


Figura 8 - Espectros de PL em função da espessura da camada espaçadora.

A Figura 8 apresenta o efeito da espessura da camada espaçadora sobre os espectros de emissão para todo o conjunto de amostras estudado. Pode ser observado que as amostras que contém duas camadas de QDs acoplados também apresentam dois picos de emissão com posição em energia que varia, dependendo da espessura da camada espaçadora.

O comportamento observado na Figura 8 difere do esperado. O efeito do empilhamento das camadas induz a formação de QDs de tamanho maior e com uma distribuição mais homogênea na camada superior o que deve fazer com que a energia

de emissão destes QDs ocorra em uma energia menor do que a energia de emissão dos QDs da camada inferior. Em outras palavras, é o acoplamento eletrônico vertical entre os QDs empilhados nas diferentes camadas em conjunto com o aumento do tamanho e homogeneidade dos QDs que provoca o deslocamento da emissão para menores energias (*redshift*) [62]. Este *redshift* depende, em princípio, da espessura da camada espaçadora d . Quanto maior a espessura, menor o acoplamento eletrônico e menor o efeito de *redshift* e vice-versa.

Desse modo, era esperado observar nas amostras #3306, #3310, #3314 e #3320, que possuem duas camadas de QDs de InAs, que a emissão proveniente dos QDs da camada superior estivesse posicionada em uma região de energia mais baixa do que a emissão proveniente dos QDs da camada inferior.

Pode-se perceber que a transição localizada em maior energia (linha pontilhada em vermelho) sofre um deslocamento para energias mais altas (*blueshift*) a medida que d aumenta, tornando-se, inclusive, bem separada do espectro para $d = 14$ nm. Esta transição é atribuída aos QDs da camada superior, embora esta transição não ocorra com energia menor que a energia dos QDs da camada inferior, como seria de esperar. Este é um comportamento anômalo.

O mecanismo responsável por esse comportamento anômalo de *blueshift* em nossas amostras de QDs empilhados é o efeito de interdifusão entre In/Ga que envolve os QDs e a camada espaçadora conforme mostra a Figura 9.

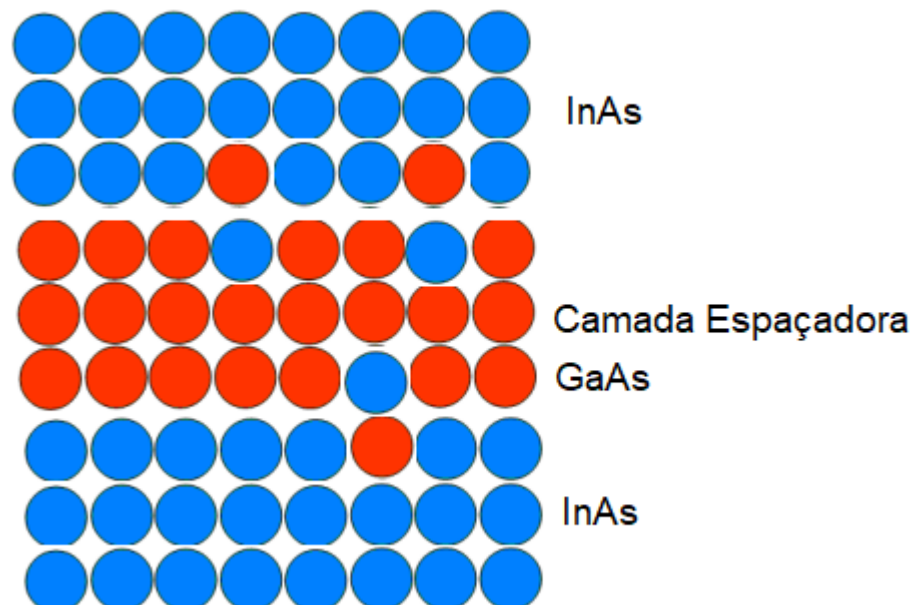


Figura 9 – Representação do processo de interdifusão entre In/Ga.

Essa interdifusão, que consiste na troca entre In e Ga (que tem parâmetros de rede diferentes), que ocorre durante o processo de crescimento da amostra [63], provoca um aumento da tensão mecânica local o que, por sua vez, faz com que a energia de emissão dos QDs da camada superior aconteça em uma energia mais alta do que a esperada para estes.

Esse efeito de *blueshift* vai se tornando mais evidente à medida que ocorre o aumento da espessura da camada espaçadora. Observa-se que essa transição fica ainda mais destacada quando a amostra #3314, que possui camada espaçadora de 14 nm, é analisada, uma vez que para essa amostra, esta transição aparece bem separada no espectro.

Os espectros apresentados na Figura 8 podem então ser entendidos a partir de uma competição entre os efeitos do acoplamento eletrônico (*redshift*) e *interdifusão* (*blueshift*). A interdifusão prevalece para a camada espaçadora de 14 nm (amostra #3314) contribuindo assim com a ocorrência do *blueshift*, tal como foi verificado.

As amostras #3306 e #3310 que possuem camada espaçadora menores do que 14 nm tem o efeito de *blueshift* causado pela interdifusão reduzido por conta da ocorrência do acoplamento eletrônico mais intenso dos QDs das diferentes camadas, por conta da menor separação entre as camadas de QDs.

Para a amostra #3320, que possui camada espaçadora de 20 nm, foi considerado que ambos os efeitos sejam minimizados e, neste caso, esta amostra apresenta melhor homogeneidade dos QDs acompanhado de um *redshift*. É provável que para camadas espaçadoras desta magnitude, o efeito de acoplamento eletrônico seja bastante reduzido e, o *redshift* observado nesta amostra, por sua vez revela que, o empilhamento para camadas separadoras menores/maiores favoreça/desfavoreça o efeito de interdifusão. Destaca-se que, neste conjunto de amostras, o caso mais intenso de tensão mecânica (e conseqüentemente, de *blueshift*) acontece para camada espaçadora da ordem de 14 nm e, por outro lado, o caso de tensão mecânica menos intensa, maior homogeneidade dos QDs associado a um acoplamento eletrônico menos intenso acontece para camada espaçadora de 20 nm.

Além disso, observa-se para esta amostra que, a transição associada aos QDs da primeira camada, aparece localizada aproximadamente na mesma região de energia que a transição dos QDs da amostra de referência, que só tem uma camada de QDs, o que corrobora a ideia apresentada de que nesta amostra os efeitos supramencionados são, de fato, reduzidos.

A análise desta transição na Figura 8 (linha pontilhada em preto) mostra que à medida que aumenta a espessura da camada espaçadora, desde zero até 6 nm, verifica-se um pequeno deslocamento para região de maior energia do pico de emissão localizado em torno de 1,05 eV e, para as outras amostras (de 10 nm até 20 nm) a transição desloca-se para menores energias. Como já mencionado, esta transição está associada aos QDs da primeira camada presente em todas as amostras e estes deslocamentos (para maior e depois para menor energia) podem estar associados a pequenas variações no tamanho médio dos QDs da primeira camada de uma amostra para outra, diferentes níveis de tensão mecânica, maior/menor acoplamento eletrônico devido à maior/menor interação entre a camada inferior e a camada superior crescida acima desta.

Vale ainda ressaltar que o efeito de interdifusão foi também identificado na literatura [45] em QDs empilhados. Foi verificado que QDs de tamanhos maiores da segunda camada, que deveriam emitir em uma região de menor energia devido ao efeito do empilhamento das camadas, apresentaram emissão em uma região de maior energia, sendo que os autores atribuíram esse efeito a *interdifusão*. A mistura do material da barreira de GaAs nas ilhas de InAs provoca um aumento nos níveis de energia nos QDs, aumentando assim a energia de transição [64]. Efeito semelhante também foi identificado em QDs empilhados crescidos com outros materiais, como Ge/Si [65].

A Figura 10 apresenta como varia a posição (em eV) de cada um dos picos em função da camada espaçadora.

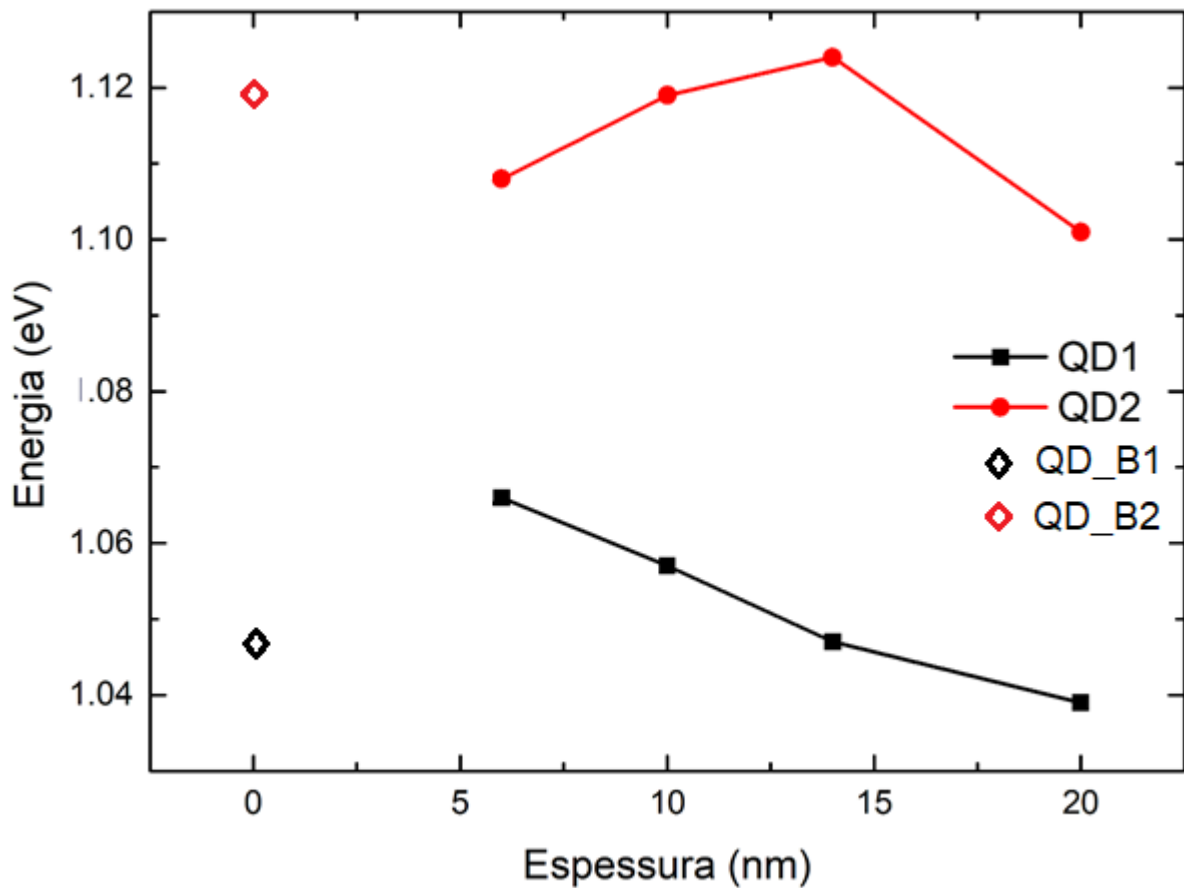


Figura 10 – Relação entre posição em (eV) dos picos em função da camada espaçadora.

A Figura 10 ilustra a competição entre os efeitos de acoplamento eletrônico e interdifusão em função da espessura da camada espaçadora, conforme discutido anteriormente. QD_B1 e QD_B2 são as transições associadas as duas famílias de QDs de tamanhos diferentes presentes na amostra de referência (comportamento bimodal). Observa-se que a família QD2 da amostra #3306 apresenta menor energia de emissão comparada as amostras #3310 e #3314. Para a amostra #3314 é observado o máximo deslocamento do mesmo pico para maiores energias indicando que o *blueshift* associado a interdifusão é máximo nesta condição o que, por sua vez, demonstra, de maneira indireta, que o acoplamento eletrônico é menos intenso para camadas separadoras dessa ordem de magnitude.

Por fim, a amostra #3320 possui uma camada espaçadora suficientemente grande para minimizar ambos os efeitos, favorecendo uma condição mais próxima da amostra de referência. O pico da emissão QD2 aparece em energia até mesmo mais baixa que a transição QD_B1 da amostra #3300.

Observa-se que a família QD1 apresenta inicialmente um aumento na energia de emissão com o aumento da camada espaçadora até 6 nm. O aumento da espessura de 6 nm até 20 nm é acompanhado de uma diminuição da energia de emissão.

4.3 Espectros de PL – Variação de Potência.

Inicialmente são apresentados os espectros de PL obtidos com as amostras submetidas a temperatura de 10 K e variação de potência de 0,1 mW a 4,0 mW. Foi adotada a temperatura de 10 K por ser uma temperatura que minimiza interferências de vibrações da rede. As Figuras 11a, 11b, 11c, 11d e 11e trazem, respectivamente, os espectros de PL para as amostras #3300 (referência), #3306, #3310, #3314 e #3320.

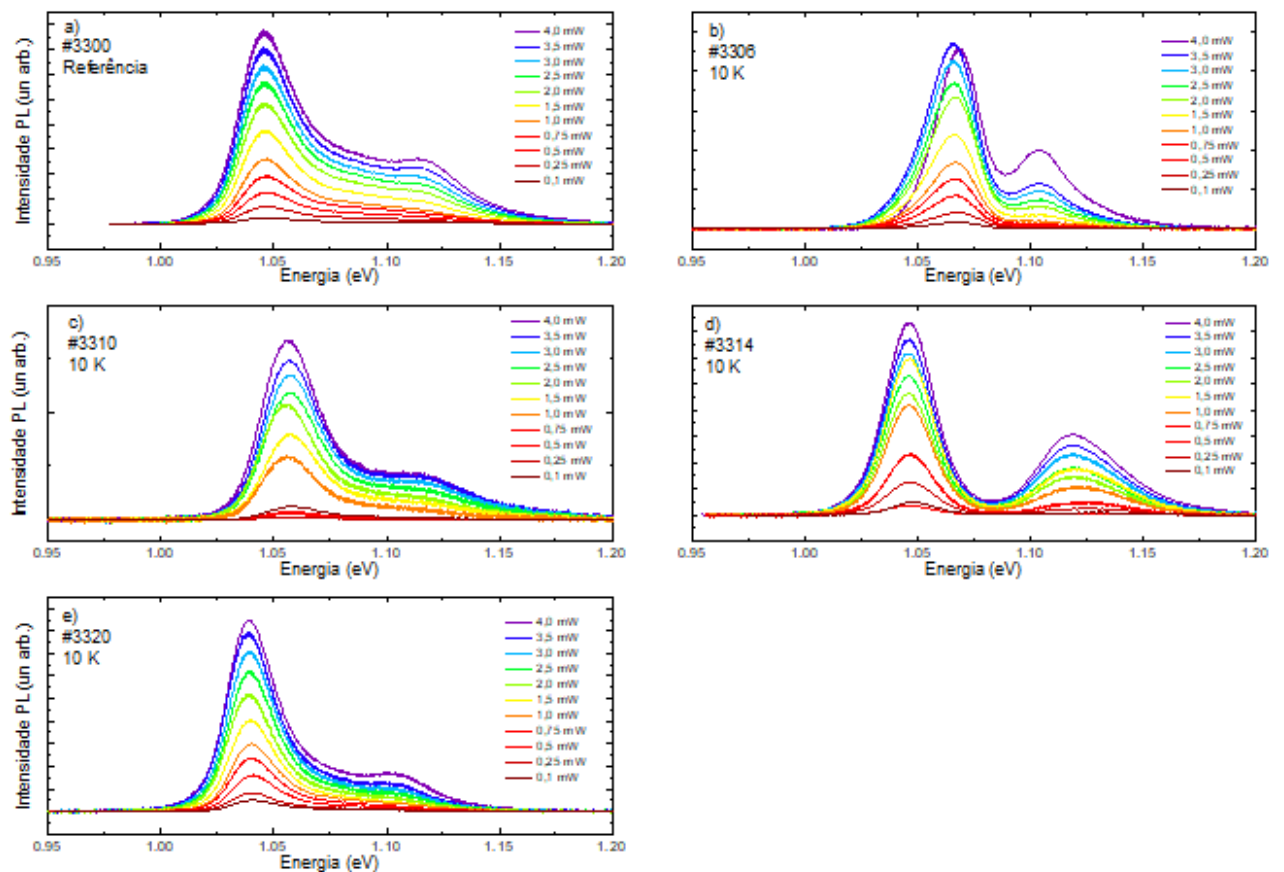


Figura 11 – Espectro PL das amostras a) #3300, b)#3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320 em função da potência de excitação.

Na Figura 11 é possível verificar dois picos principais em todas as amostras que são explicados pela existência de duas famílias de QDs (que serão mencionadas como QD1 e QD2) com tamanhos distintos na amostra de referência e, para as amostras com duas camadas de QDs crescidas empilhadas verticalmente, as duas transições estão associadas, cada uma delas, às duas diferentes camadas onde, QD1 refere-se aos QDs da camada inferior (primeira camada) e QD2, refere-se aos QDs da camada superior (segunda camada), como já discutido anteriormente. O pico mais intenso é o de menor energia e, independentemente da potência de excitação, se mantém em torno de 1,05 eV, para a amostra de referência. Nas outras amostras, este pico encontra-se localizado um pouco acima ou um pouco abaixo de 1,05 eV (entre 1,04 e 1,07 eV), dependendo da amostra, mas também praticamente não varia sua posição com a potência. O pico menos intenso é o pico de maior energia (QD2) e também apresenta pouca variação em sua posição com variação da potência. Este pico se mantém em torno de 1,10 eV, em todas as amostras (de 1,09 a 1,12 eV, dependendo da amostra).

Pode ser observado também que a intensidade dos picos diminui quando a potência de excitação diminui, contudo, os dois picos principais se mantêm mesmo para a potência mais baixa. A redução na intensidade dos picos é praticamente a mesma para as duas transições observadas em todas as amostras, indicando que estas transições principais têm, possivelmente, a mesma origem e estão associadas, muito provavelmente, a transições envolvendo os níveis fundamentais das bandas de condução e valência (e_1-hh_1) nos QDs de diferentes tamanhos. Para as potências mais altas, é possível observar uma contribuição para o espectro de emissão na região de maior energia, em todas as amostras, que envolve a contribuição de níveis excitados, tal como mencionado anteriormente para a amostra de referência.

A medida que a intensidade de excitação varia, também varia a ocupação dos níveis de energia pelos portadores e, quanto mais alta a intensidade de excitação, maior o número de fótons que atinge a amostra e são absorvidos. Conseqüentemente, um número maior de portadores são foto-criados, populando outros níveis confinados além do nível fundamental. Quando a intensidade de excitação diminui, ocorre o inverso, isto é, diminui a quantidade de fótons absorvidos e de portadores foto-gerados e, conseqüentemente, um número menor de níveis são populados.

A figura 11b mostra que a amostra #3306 apresenta um comportamento distinto em relação as demais amostras quando excitada com potência de 4,0 mW.

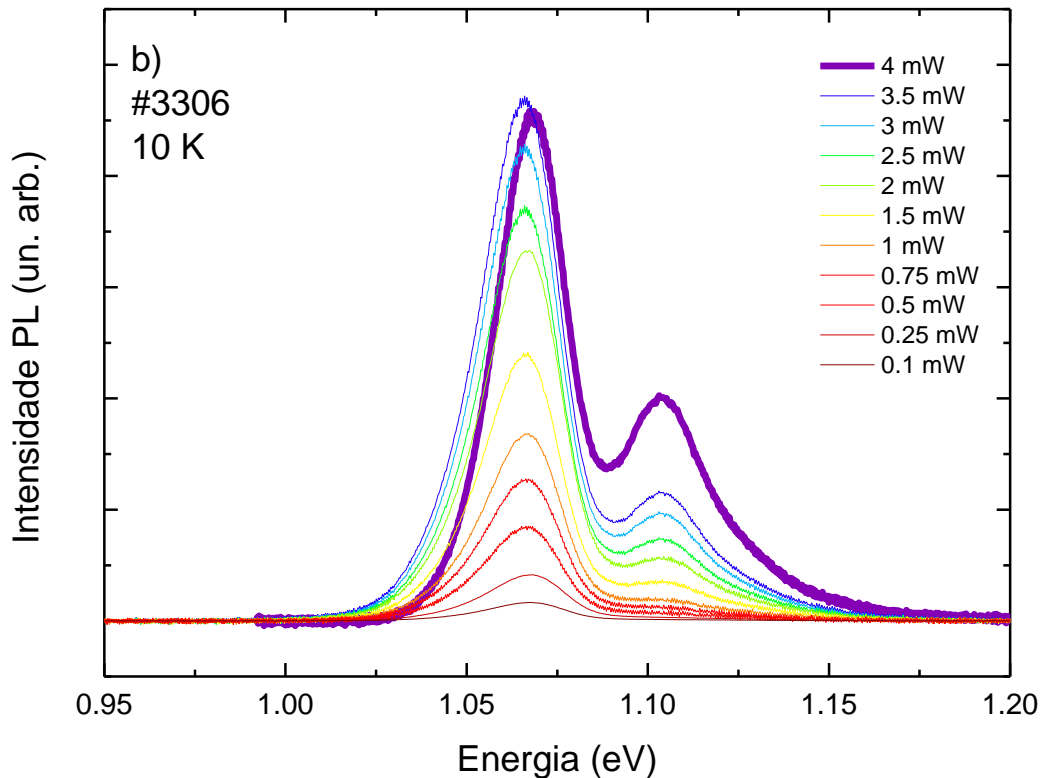


Figura 12 – Espectro de PL para a amostra #3306.

A Figura 12 destaca o espectro de PL obtido para essa amostra específica. O comportamento apresentado pela amostra #3306 quando submetida a potência de excitação de 4,0 mW difere um pouco do comportamento das demais amostras. Observa-se que o pico de maior energia apresenta um aumento mais acentuado de intensidade enquanto que a intensidade do pico de menor energia, nesta potência, relativamente diminui ao invés de aumentar.

Esse comportamento é indicativo da ocorrência de transferência de energia ou transferência de portadores, envolvendo as duas famílias de QDs. Essa transferência seria facilitada pelo fato da amostra apresentar menor camada espaçadora que as demais. Quando a intensidade de excitação aumenta para valores mais altos, é possível que os portadores popularem níveis de energia cada vez mais altos e, antes de atingir uma condição de saturação, os portadores energizados podem tunelar através da camada espaçadora para os QDs da camada superior, de um nível excitado dos QDs da camada inferior, com um nível fundamental (ou excitado) dos

QDs menores da camada superior, desde que aconteça uma condição de ressonância energética entre os níveis.

A amostra #3314, que possui camada espaçadora de 14 nm, se destaca perante as demais pelo fato de apresentar dois picos com boa intensidade e nitidamente distintos entre si, conforme mostra a Figura 13.

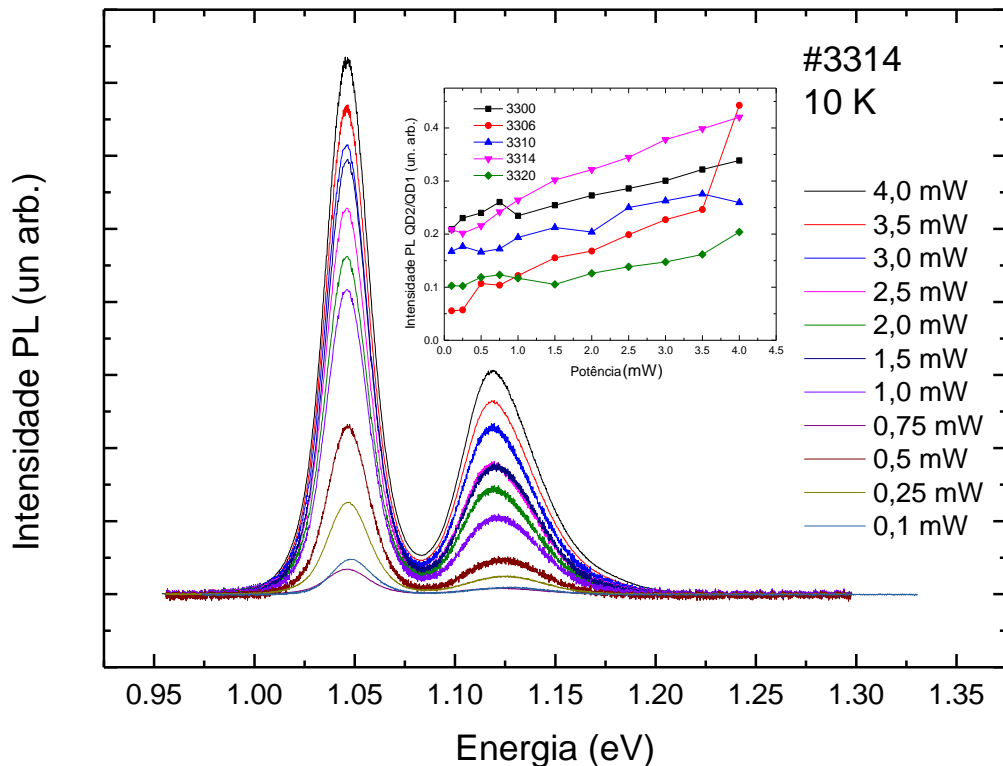


Figura 13 - Espectro PL da amostra #3314 em função da variação de potência. Inserção da razão entre a intensidade do pico 1 e 2 em função da potência.

Observa-se ainda para esta amostra que, conforme a potência utilizada aumenta, ocorre um aumento mais acentuado na intensidade das transições de maior energia quando comparadas com as transições de energia mais baixa. Este comportamento é melhor visualizado na inserção destacada na Figura 13, que mostra o comportamento da razão entre as intensidades de QD2/QD1. É possível visualizar na inserção uma inclinação mais acentuada da curva que representa o comportamento da amostra #3314. Esse efeito ocorre devido a maior contribuição dos estados excitados dos QDs ao espectro de PL.

A figura 14 demonstra o comportamento da posição dos picos (em eV) de cada amostra em função da potência de excitação sob temperatura de 10 K. A Figura 14a apresenta os dados referentes a família QD1 enquanto a Figura 14b apresenta os dados referentes a família QD2.

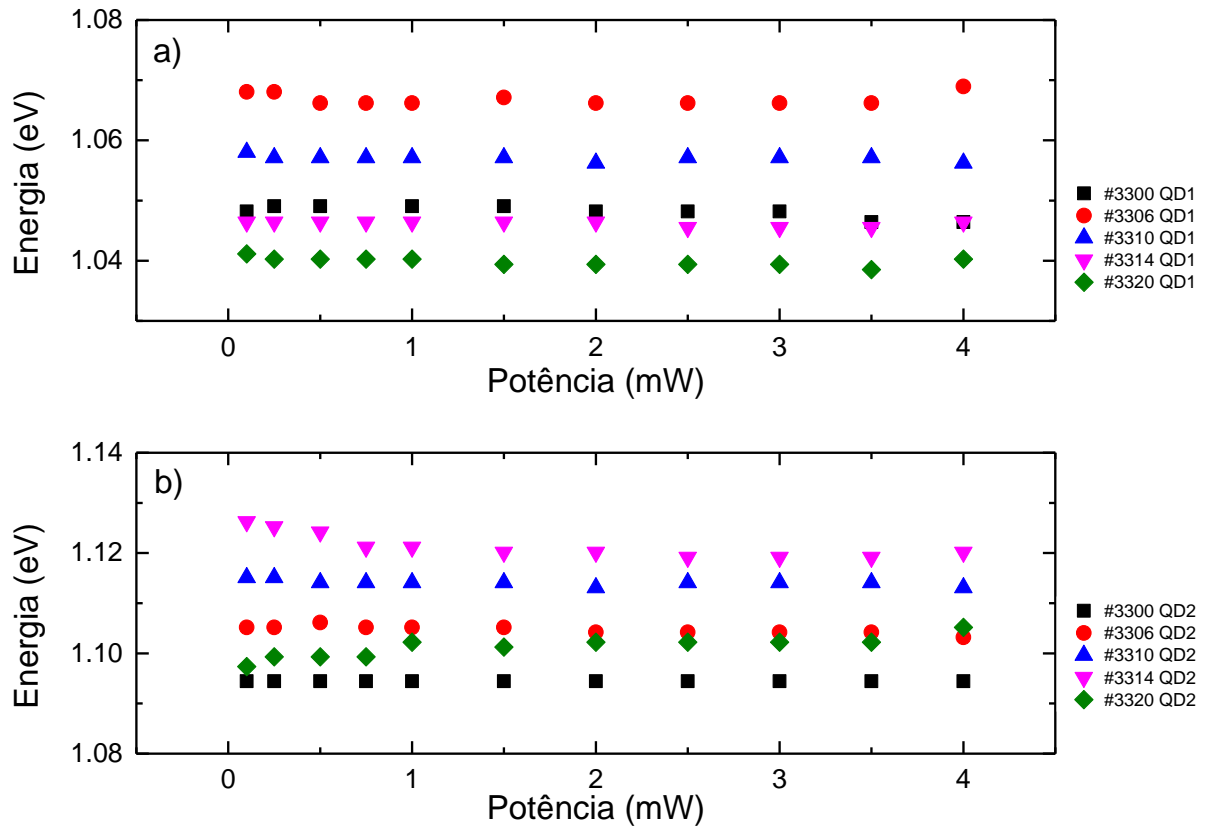


Figura 14 - Energia para as famílias a) QD1 e b) QD2 em função da potência.

A partir dessa figura é possível observar que a posição dos picos (em eV) é praticamente independente da potência de excitação.

A Figura 15 apresenta a largura à meia altura dos picos em função da potência para medidas realizadas sob temperatura de 10 K.

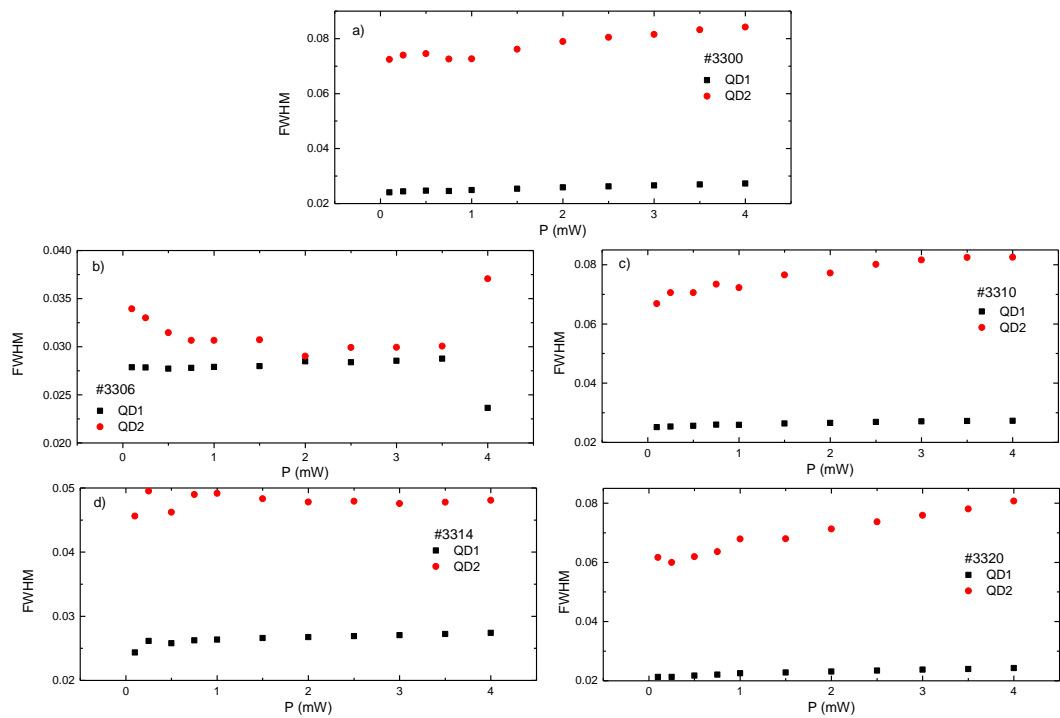


Figura 15 – FWHM em função da potência de excitação para as amostras a) #3300, b) #3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320.

A Figura 15 indica que a largura à meia da família QD1 de cada amostra não apresenta grandes variações em função do aumento da potência. Este resultado permite deduzir que existe pouca dispersão no tamanho dos QDs associados à esta família em todas as amostras.

Para a família QD2 é observada uma tendência de aumento da largura à meia altura em função do aumento da potência. Este comportamento, por outro lado, revela que existe uma maior dispersão de tamanhos nos QDs da camada superior e, este alargamento da FWHM com a potência ocorre devido a maior participação de níveis mais energéticos na emissão de PL que passa a contribuir para o espectro de emissão a medida que os níveis mais baixos vão sendo preenchidos e níveis mais altos (maior energia) são populados.

4.4 Espectros PL – Variação de Temperatura

A seguir são apresentados os espectros de PL obtidos com as amostras submetidas a potência de 1 mW e variação de temperatura de 10 K a 295 K. A escolha da potência de 1 mW se justifica pelo fato de estudos anteriores apontarem ser essa uma potência suficiente para a ocorrência dos dois picos. As figuras 16a, 16b, 16c, 16d e 16e trazem, respectivamente, os espectros de PL para as amostras #3300 (referência), #3306, #3310, #3314 e #3320.

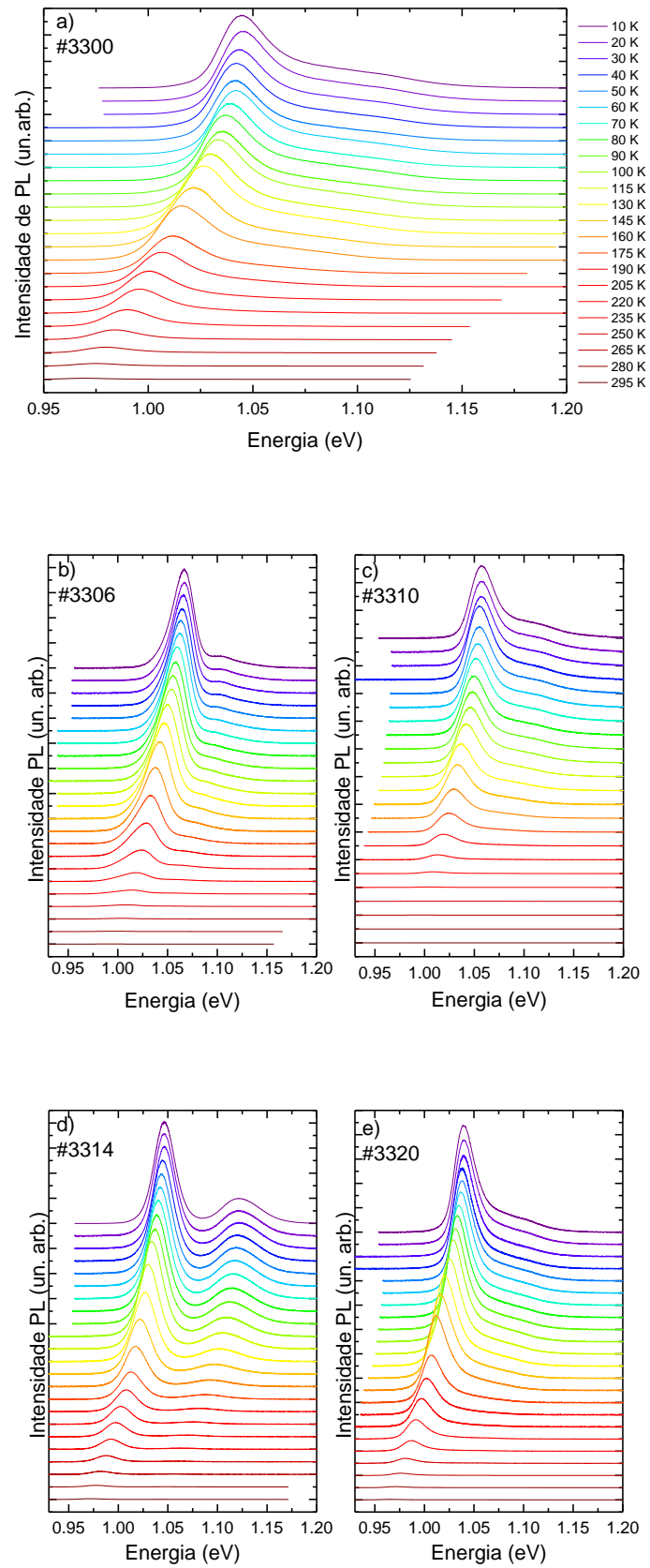


Figura 16- Espectro PL das amostras a) #3300, b) #3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320 em função da variação de temperatura.

A análise do espectro da amostra de referência #3300 mostra que o pico mais intenso e de menor energia (QD1), posicionado em 1,05 eV na temperatura de 10 K, sofre um deslocamento para menores energias com o aumento de temperatura. Na temperatura de 265 K esse pico encontra-se em torno de 0,98 eV. O pico menos intenso e de maior energia (QD2) é menos pronunciado na amostra de referência e tem comportamento semelhante ao do pico de menor energia. Com o aumento da temperatura também se verifica que ocorre uma diminuição da intensidade dos picos. A diminuição da intensidade dos picos em função do aumento da temperatura é um comportamento esperado para QDs, sendo que esse processo é conhecido como *thermal quenching* [66].

Os mesmos comportamentos são observados nas demais amostras, ou seja, em todas as amostras também ocorre um deslocamento dos picos para valores de menor energia e uma diminuição da intensidade dos picos com o aumento da temperatura. Mais uma vez é importante ressaltar o comportamento da amostra #3314 que, diferentemente das demais, apresenta dois picos evidenciados como pode ser visto na Figura 17.

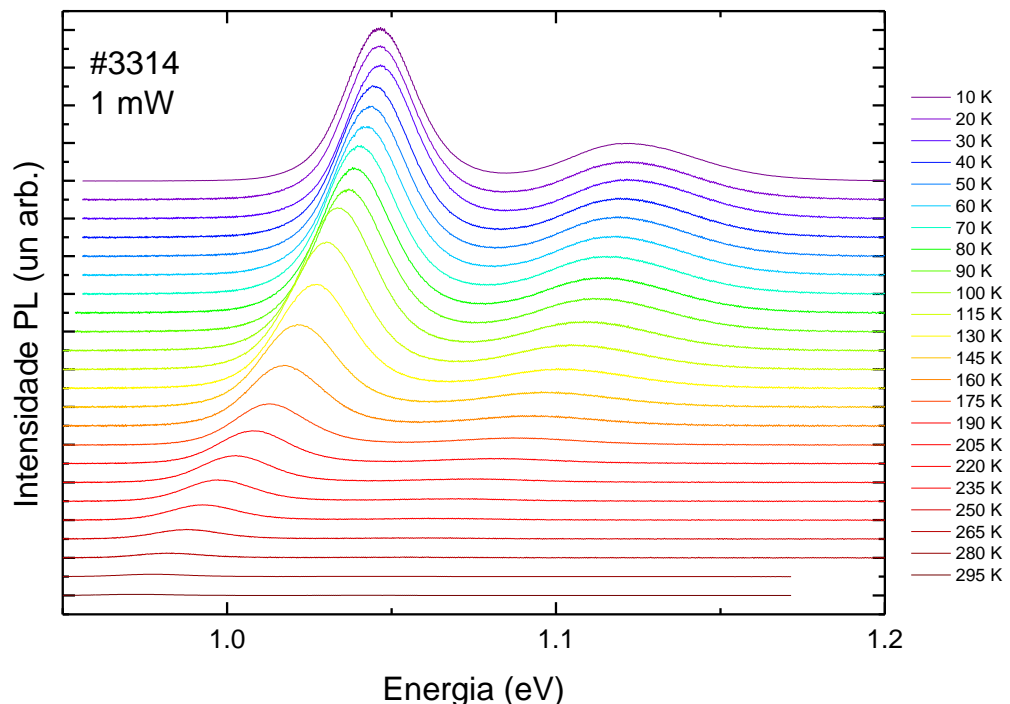


Figura 17 - Espectro PL da amostra #3314 em função da variação de temperatura.

O pico associado a família QD1 em 10 K apresenta energia em torno de 1,05 eV e o pico associado a família QD2 apresenta energia em torno de 1,12 eV. Para temperatura de 265 K o pico associado a menor energia assume valor em torno de 0,98 eV e o segundo pico fica em torno de 1,07 eV, como mostra a Tabela 4.

Tabela 4 – Energia dos picos das transições em todas as amostras nas temperaturas de 10 K e 265 K (QD1) e 10 K e 205 K (QD2) para comparação do deslocamento do pico com a temperatura ΔE (10K - 265K) e ΔE (10K-205K).

T (K)	#3300 QD1	#3306 QD_01	#3310 QD_01	#3314 QD_01	#3320 QD_01
Energia (eV)					
10	1,05	1,07	1,06	1,05	1,04
265	0,98	1,00	0,99	0,98	0,98
ΔE (10K - 265K)	0,07	0,07	0,07	0,07	0,06
Energia (eV)					
T (K)	#3300 QD2	#3306 QD_02	#3310 QD_02	#3314 QD_02	#3320 QD_02
Energia (eV)					
10	1,09	1,10	1,12	1,12	1,11
205	1,04	1,06	1,07	1,07	1,06
ΔE (10K-205K)	0,05	0,04	0,05	0,05	0,05

Como pode ser observado na Tabela 4, a variação dos picos para menor energia com aumento da temperatura é praticamente idêntica em todas as amostras reforçando a ideia de que todas as transições têm a mesma origem. Como mencionado anteriormente, os picos são atribuídos às transições envolvendo os níveis fundamentais das bandas de condução e valência (e_1 - hh_1) nos QDs de diferentes tamanhos.

Com o aumento da temperatura verifica-se que ocorre um deslocamento dos picos para regiões de menor energia. Esse fato é típico para sistemas de QDs e é explicado com base na excitação térmica e transferência de portadores de cargas dos QDs de tamanhos menores para QDs de maior tamanho [67], [68], [69]. Ainda em função do aumento da temperatura, os portadores localizados nos QDs de menor tamanho passam a ser termicamente excitados para a barreira de GaAs e para a *wetting layer* e podem ser capturados por outros QDs [64].

Os portadores de carga que estão aprisionados nos QDs de maior tamanho e mais fortemente confinados apresentam probabilidade mais baixa de serem ativados termicamente e permanecem confinados até recombinar radiativamente. Assim sendo, o efeito de excitação térmica favorece a recombinação dos portadores de

cargas a partir dos QDs de energia mais baixa (e maior tamanho) com aumento da temperatura e, isso, por sua vez, contribui para o deslocamento do pico de emissão para região de menor energia com a temperatura.

A Figura 18 apresenta a variação da energia do pico de emissão (em eV) de cada família de QDs em função da temperatura para todas as amostras. Na Figura 18a são apresentados os resultados associados à família de QDs da primeira camada (QD1) e na Figura 18b são apresentados os resultados associados à família de QDs da segunda camada (QD2).

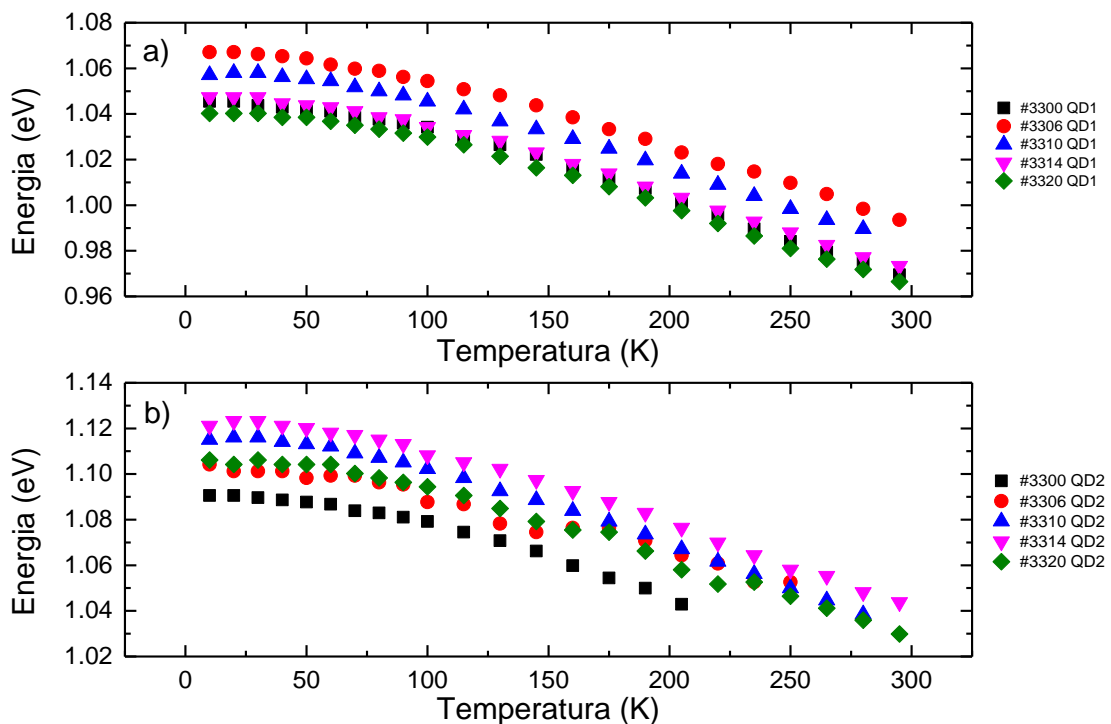


Figura 18– Energia para as famílias a) QD1 e b) QD2 em função da temperatura.

Na Figura 18 é possível observar que o comportamento do pico da energia de emissão das transições com o aumento da temperatura é, de fato, parecido para todas as transições e em todas as amostras. As amostras estudadas apresentam comportamento típico para QDs, que será descrito mais à frente.

A Figura 19 apresenta o comportamento individual da posição (em eV) de cada pico para cada amostra.

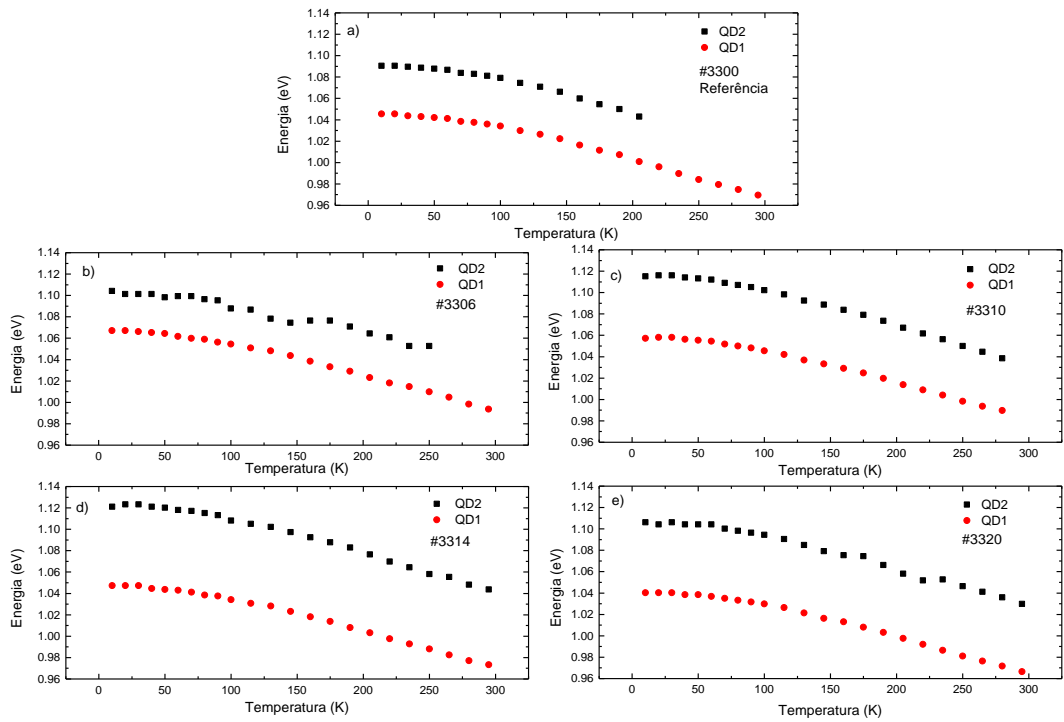


Figura 19 – Energia para as amostras a) #3300, b) #3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320 em função da temperatura.

Os dados apresentados na Figura 19 foram ajustados através dos modelos de Varshni, Viña e Pässler p , utilizando as Equações 2.8, 2.9 e 2.10.

Na Figura 20 são apresentados os ajustes realizados utilizando os modelos de Varshni, Viña e Pässler p para cada amostra estudada.

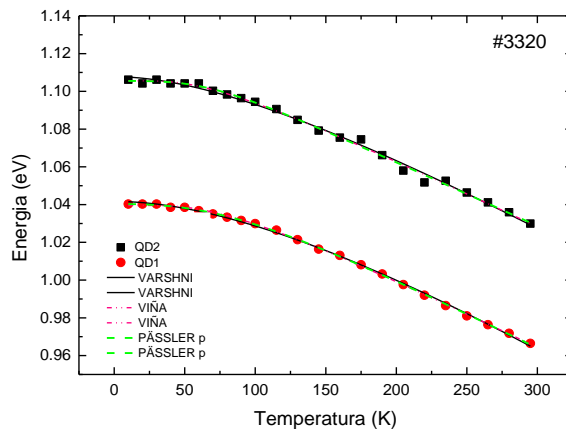
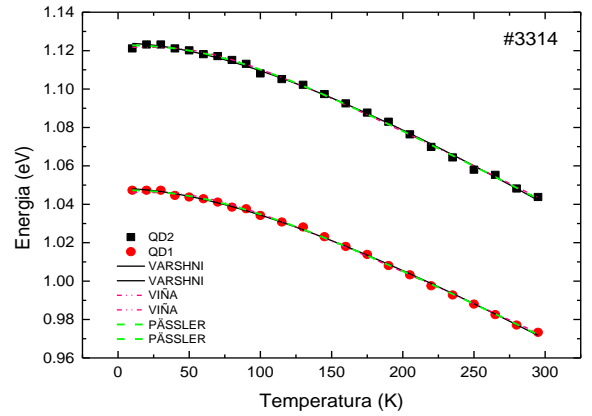
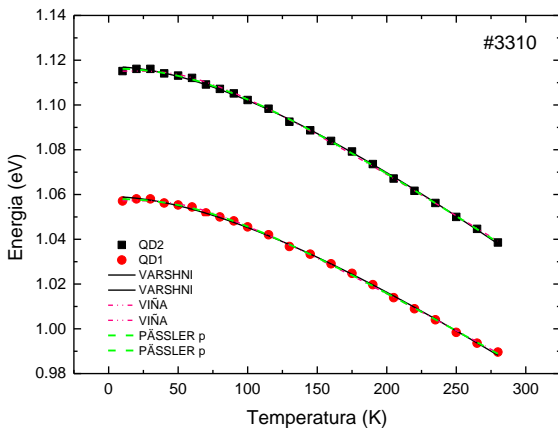
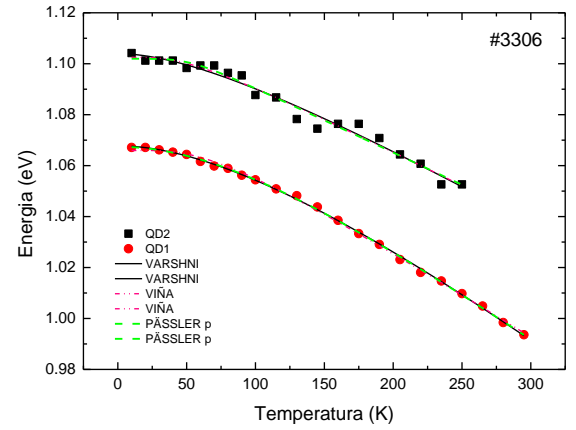
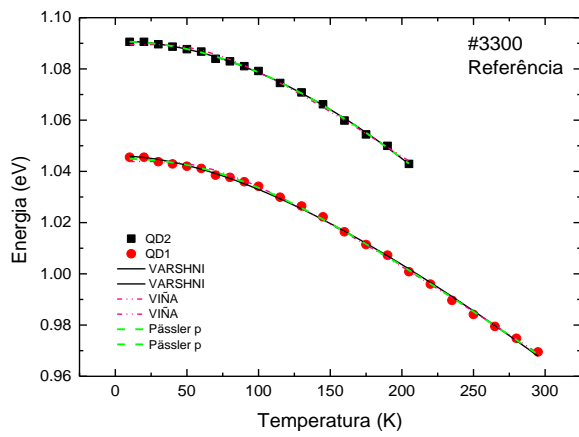


Figura 20 - Ajustes da variação da energia em função da temperatura para as amostras (a) #3300, (b) #3306, (c) #3310, (d) #3314 e (e) #3320. Os ajustes são realizados usando os modelos de Varshni, Viña, Pässler-p.

Com base nos ajustes demonstrados na Figura anterior, na Tabela 5 são apresentados os parâmetros obtidos para todas as amostras segundo os modelos descritos anteriormente.

Tabela 5 - Parâmetros obtidos através dos modelos de Varshni, Viña e Pässler.

Amostra Família	Varshni			Viña			Pässler			
	E_g (meV)	α (meV/K)	β (K)	E_B (meV)	a_B (meV)	Θ_B (meV)	E_{gp} (meV)	α_p (meV/K)	Θ_p (meV)	P
#3300 QD1	1046,10 $\pm 0,41$	0,55 $\pm 0,04$	322,85 $\pm 43,47$	1087,48 $\pm 2,55$	43,62 \pm 2,79	227,89 $\pm 10,16$	1044,91 $\pm 0,47$	0,40 $\pm 0,02$	232,23 ± 32	2,42 $\pm 0,2$
#3300 QD2	1090,91 $\pm 0,24$	1,62 $\pm 0,05$	1214,00 $\pm 459,93$	1134,18 $\pm 4,41$	44,70 \pm 4,65	227,79 $\pm 13,97$	1090,73 $\pm 0,37$	0,66 $\pm 0,22$	475,95 $\pm 264,6$	2,07 $\pm 0,1$
#3306 QD1	1067,78 $\pm 0,33$	0,45 $\pm 0,02$	236,21 $\pm 24,06$	1099,53 $\pm 2,16$	33,58 \pm 2,44	195,19 $\pm 10,45$	1067,40 $\pm 0,51$	0,39 $\pm 0,03$	268,31 $\pm 63,61$	2,00 $\pm 0,2$
#3306 QD2	1103,95 $\pm 1,51$	0,32 $\pm 0,06$	130,02 $\pm 75,30$	1121,86 $\pm 5,38$	19,35 \pm 6,33	142,46 $\pm 36,23$	1101,95 $\pm 1,61$	0,25 $\pm 0,02$	109,07 $\pm 21,56$	5,40 $\pm 0,7$
#3310 QD1	1059,05 $\pm 0,35$	0,47 $\pm 0,03$	241,74 $\pm 27,22$	1091,03 $\pm 1,49$	33,80 \pm 1,67	193,13 $\pm 6,96$	1058,01 $\pm 0,37$	0,36 $\pm 0,01$	191,58 $\pm 20,81$	2,45 $\pm 0,2$
#3310 QD2	1117,14 $\pm 0,32$	0,55 $\pm 0,03$	261,68 $\pm 24,96$	1154,05 $\pm 1,71$	38,91 \pm 1,91	197,52 $\pm 7,00$	1116,24 $\pm 0,38$	0,42 $\pm 0,02$	216,16 $\pm 25,52$	2,28 $\pm 0,1$
#3314 QD1	1048,21 $\pm 0,35$	0,47 $\pm 0,02$	240,35 $\pm 24,85$	1081,73 $\pm 1,99$	35,50 \pm 2,24	199,48 $\pm 9,20$	1047,42 $\pm 0,45$	0,38 $\pm 0,02$	226,98 $\pm 35,56$	2,20 $\pm 0,2$
#3314 QD2	1123,95 $\pm 0,54$	0,53 $\pm 0,04$	264,70 $\pm 40,81$	1161,71 $\pm 2,58$	39,86 \pm 2,88	206,65 $\pm 10,80$	1122,76 $\pm 0,67$	0,40 $\pm 0,02$	206,90 $\pm 35,83$	2,44 $\pm 0,3$
#3320 QD1	1041,69 $\pm 0,39$	0,53 $\pm 0,04$	311,24 $\pm 39,97$	1081,30 $\pm 1,76$	41,72 \pm 1,94	223,85 $\pm 7,30$	1040,29 $\pm 0,34$	0,37 $\pm 0,01$	205,87 $\pm 16,68$	2,65 $\pm 0,2$
#3320 QD2	1107,75 $\pm 0,92$	0,45 $\pm 0,05$	208,41 $\pm 53,33$	1140,48 $\pm 3,58$	34,89 \pm 4,05	192,97 $\pm 16,58$	1105,51 $\pm 0,94$	0,34 $\pm 0,02$	148,59 $\pm 16,65$	3,39 $\pm 1,1$

Os valores dos parâmetros que representam o *gap* de energia (E_g , E_{b-ab} e E_{gp}) são muito próximo nos três modelos. Os parâmetros α e β não serão analisados pelo fato do modelo de Varshni ser um modelo empírico e esses parâmetros não possuem significado físico preciso, conforme mencionado anteriormente. A seguir será apresentada uma análise dos demais parâmetros obtidos através dos ajustes usando as equações de Viña e Pässler.

Os valores de $\Theta_b = \hbar\omega/k_B$ e Θ que representam a energia dos fônons nos modelos de Viña e Pässler, respectivamente, apresentam valores bastante próximos. A única exceção é o valor bem mais alto do parâmetro obtido para o modelo de Pässler na transição QD2 da amostra de referência. A energia efetiva dos fônons, $\hbar\omega = k_B\Theta$ ou $\hbar\omega = k_B \Theta_b$, apresenta valores variando em torno de 17 meV, para o modelo de Viña e em torno de 19 meV, para o modelo de Pässler.

A Figura 21 apresenta a energia dos fônons ópticos para os binários GaAs e InAs.

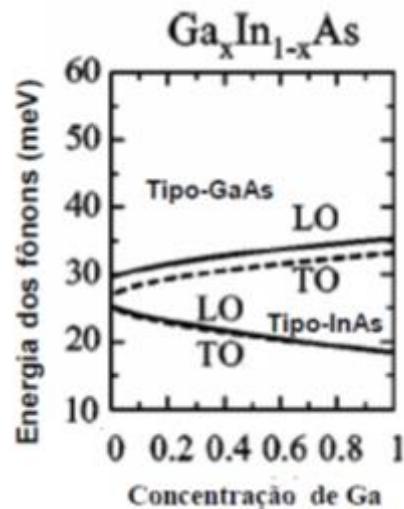


Figura 21 - Energia dos fônons ópticos em função da composição x na liga $Ga_xIn_{1-x}As$ [70].

Normalmente, a variação da energia do *gap* devido à interação elétron-fônon inclui a contribuição dos fônons acústicos e dos fônons-ópticos [71]. Para o GaAs *bulk*, a interação elétron-fônon longitudinal-acústico (LA) fornece a contribuição dominante para a variação da energia de *band-gap* com a temperatura [72], [73], [74].

Pode-se perceber, analisando a Figura 21, que as energias efetivas dos fônons LO e TO do GaAs (acima de 35 meV) são maiores do que a energia dos fônons LO e TO do InAs.

Assim, considerando os resultados extraídos dos ajustes utilizando os modelos de Viña e Pässler e comparando com a Figura 21, pode ser deduzido que a participação da interação elétron-fônon na redução do *gap* com a temperatura envolve, possivelmente, os modos TO e LO tipo-InAs confinados nos QDs.

O valor obtido para Θ_p no modelo de Pässler, que corresponde a uma energia efetiva de fônon da ordem de 41 meV, para a transição QD2 da amostra de referência pode indicar, neste caso, uma maior contribuição de fônons TO e LO tipo-GaAs provenientes das camadas espaçadoras ou nas interfaces entre a camada molhante de GaAs (*wetting layer*) e o material que compõe os QDs (InAs).

A Figura 22 apresenta o comportamento da largura à meia altura da posição dos picos (em eV) em função da temperatura para cada uma das amostras.

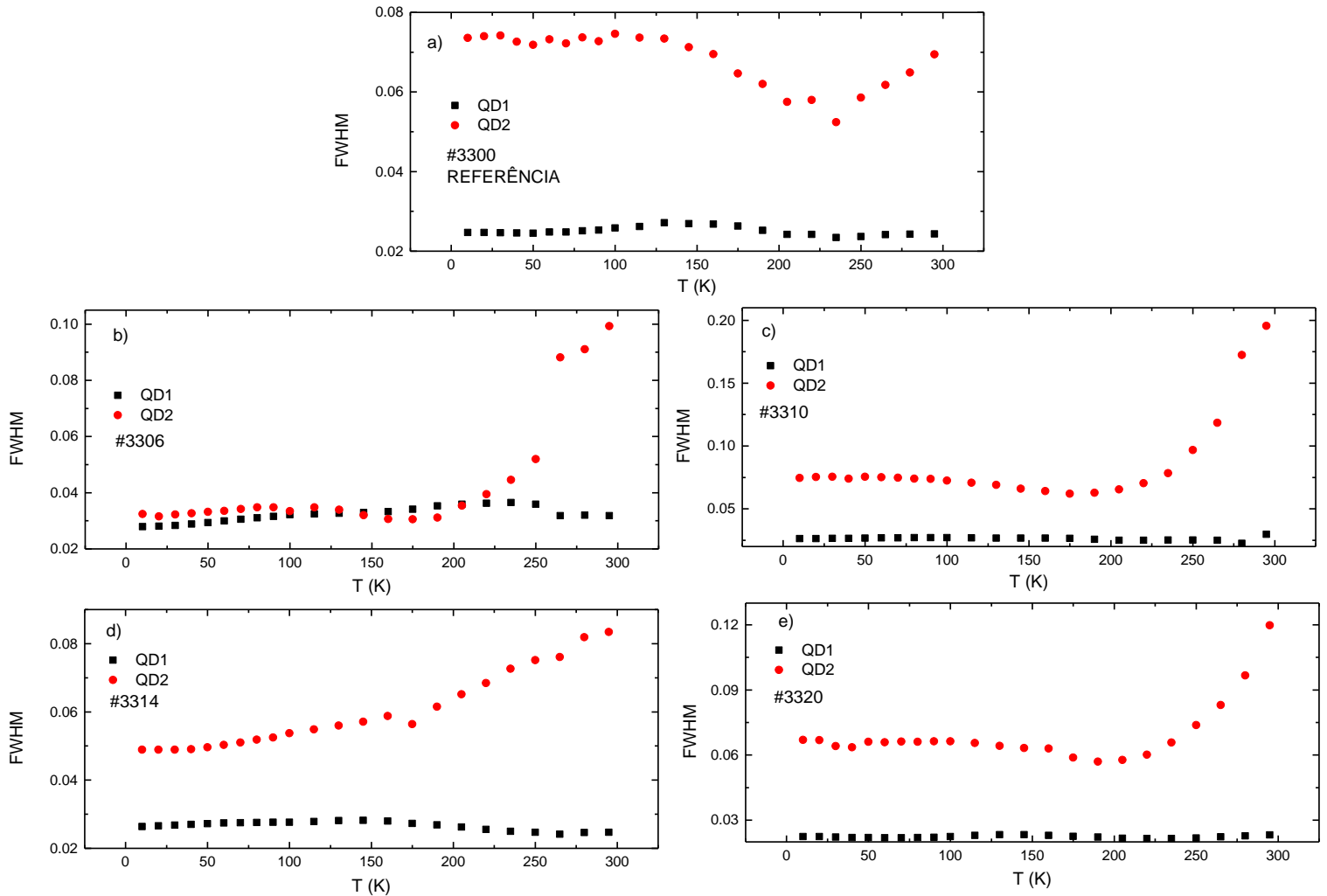


Figura 22 – FWHM para as amostras a) #3300, b) #3306, c) #3310, d) #3314 e e) #3320 em função da temperatura.

A Figura 23 demonstra que a largura à meia altura (FWHM) do pico associado a família QD1 sofre uma pequena variação em função do aumento da temperatura, contudo, todas as amostras apresentam tendência de aumento da FWHM do pico relacionado a família QD2 com o aumento da temperatura a partir de 165 K.

Analisando com mais detalhes a variação da FWHM associada a emissão de PL dos QDs podem ser destacados alguns pontos importantes:

(i) a FWHM das transições dos pontos quânticos da primeira camada (QD1) praticamente não apresenta mudanças consideráveis em todo o intervalo de

temperatura analisado e, comparando uma amostra com a outra, a largura de linha apresenta pequena variação de uma amostra para outra, ficando muito próxima da transição QD1 da amostra de referência. A amostra #3320 apresenta valor de FWHM até mesmo um pouco menor do que a da amostra de referência.

Esta pequena variação na FWHM indica que existe pouca dispersão no tamanho dos pontos quânticos emitindo luminescência na família QD1.

(ii) A FWHM das transições dos pontos quânticos da segunda camada QD2 apresenta comportamento bem diferente. A FWHM muda pouco nas temperaturas mais baixas, depois diminui para um valor mínimo (temperatura diferente, dependendo da amostra) e, então, aumenta novamente até atingir um valor máximo em temperaturas mais altas (próximas da temperatura ambiente).

Em temperaturas mais baixas a fuga de portadores através da excitação térmica dos QDs para as barreiras de GaAs (camadas espaçadoras) e camada molhante não ocorrem com uma taxa eficiente, comparada com a taxa de recombinação radiativa, que possui tempo de vida muito curto. Assim, os portadores permanecem aprisionados nos QDs e emitem, preferencialmente, a partir deles. Dessa forma, em temperaturas mais baixas, a recombinação radiativa originada nos QDs é o mecanismo de recombinação predominante. Quando a temperatura aumenta, alguns portadores de carga são ativados termicamente para fora dos QDs, para a região das barreiras de GaAs da camada molhante e então relaxam para QDs de maior tamanho.

A redução na largura de linha para um valor mínimo, observada nas transições associadas aos QDS da família QD2, pode ser entendida em termos da realocização dos portadores de carga, devido ao tunelamento de portadores entre QDs próximos, dos QDs menores para os maiores, distribuídos numa mesma família. Isto mostra, indiretamente, que a distribuição de tamanho dos pontos quânticos na camada superior é, ao contrário do que se esperaria, maior do que a da camada inferior. O que também é razoável inferir devido aos valores de FWHM maiores nas transições QD2 em todas as amostras, comparadas as transições QD1.

Essa redução na largura de linha à meia altura (FWHM) para um valor mínimo, com aumento da temperatura, tem sido descrita na literatura para QDs de InAs/GaAs [75]. A migração dos portadores ocorre preferencialmente para os pontos quânticos que possuem maior energia de ligação e, conseqüentemente, emissão de energia mais baixa, o que resulta em um estreitamento da largura de linha do espectro PL e

favorece também um deslocamento mais acentuado do pico de luminescência para menor energia com a temperatura do que o que é observado para a redução do *gap* com a temperatura do material volumétrico que constitui o ponto quântico, ou seja, o InAs [76].

Arrhenius propôs uma equação que, inicialmente, era aplicada no estudo da Cinética Química, contudo, essa equação pode ser utilizada também em outras áreas. A equação proposta por Arrhenius é apresentada a seguir:

$$K = Ae^{\frac{-E_a}{K_B \cdot T}} \quad (4.1)$$

A partir da equação 4.1 é possível obter a equação a seguir após a aplicação do logaritmo natural.

$$\ln(K) = \ln(A) - \frac{E_a}{K_B} \cdot \frac{1}{T} \quad (4.2)$$

A equação 4.2 possui a forma de uma equação de 1° grau na qual o coeficiente angular fornece o valor da energia de ativação. A Figura 23 apresenta os gráficos do ln da intensidade integrada da PL em função do inverso da temperatura, respectivamente, para as amostras #3300, #3306, #3310, #3314 e #3320. A partir desses gráficos foi realizado o ajuste de Arrhenius que forneceu os valores da energia de ativação de cada amostra. Os ajustes foram realizados utilizando o valor de $8,62 \cdot 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$ para a constante de Boltzmann.

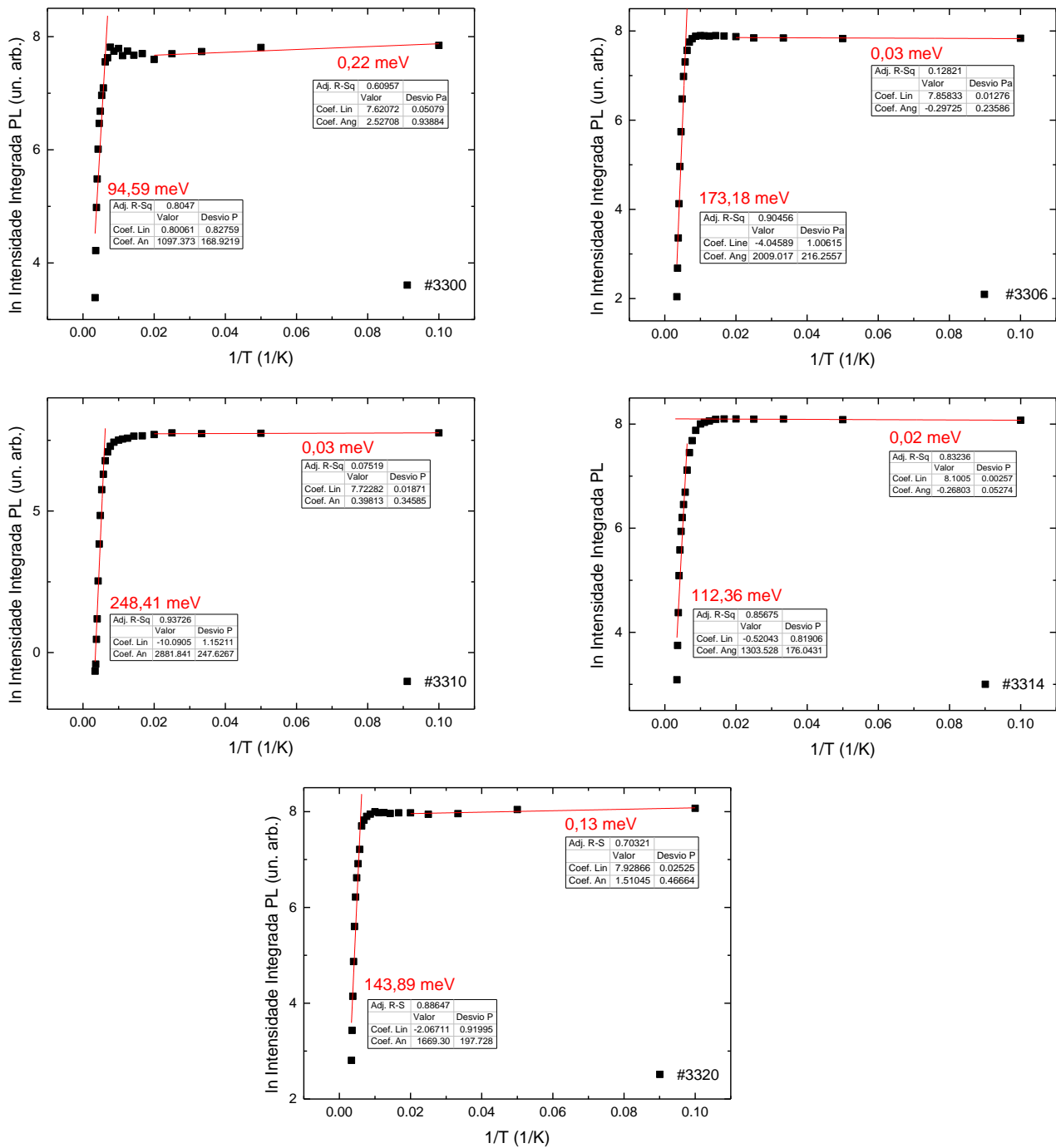


Figura 23 – Ajuste de Arrhenius e energia de ativação para todas as amostras.

Na Figura 23, a intensidade integrada do espectro foi obtida somando-se a área total do espectro. Isto é, a contribuição dos dois picos das duas famílias QD1 e QD2 foram somadas para obter o valor da intensidade integrada. O ajuste realizado por este método permite obter duas energias de ativação – uma representando os canais de ativação na região de alta temperatura e a outra, representando os canais de ativação na região de baixa temperatura. É razoável imaginar que, como a intensidade

de PL diminui com a temperatura, praticamente da mesma forma nas duas transições, deve existir canais de ativação, possivelmente de mesma natureza, provocando o *quenching* térmico das duas transições. É razoável também imaginar que a contribuição para a redução da intensidade nesta região de maior temperatura deveria apresentar duas diferentes energias de ativação, cada uma relacionada aos diferentes canais de ativação. Assim sendo, fica evidente que a energia de ativação obtida do ajuste na região de maior energia, embora apresente valores da ordem dos mencionados na literatura para QDs de InAs, não permite que se faça uma identificação precisa sobre a natureza e a origem deste canal de ativação. Para tentar contornar estes problemas, um método diferente foi utilizado e será apresentado na sequência.

A dependência com a temperatura da intensidade integrada em heteroestruturas III-V (em especial em poços quânticos) é descrita pela expressão fenomenológica [77].

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + A \exp\left(-\frac{E_a}{KT}\right)} \quad (4.3)$$

onde I_0 é a intensidade em $T = 0$ K, A é a razão entre o tempo de vida radiativo do éxciton na heteroestrutura e o tempo de fuga do éxciton da heteroestrutura para um centro não-radiativo e E_a é a energia de ativação térmica do centro não-radiativo (energia necessária para dissociar termicamente um estado ligado dos portadores). Em alguns casos, ajustes que consideram somente uma energia de ativação diferem significativamente dos valores experimentais para a intensidade integrada à baixas temperaturas. Nestes casos, uma expressão que considera dois ou mais canais não-radiativos pode ser usada para explicar a dependência com a temperatura observada:

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + A \exp\left(\frac{-E_a}{KT}\right) + B \exp\left(\frac{-E_b}{KT}\right)} \quad (4.4)$$

onde E_b é a energia de ativação térmica do segundo canal não-radiativo e os coeficientes A e B medem a eficiência de cada um dos mecanismos de *quenching* [80].

Em QDs, o aumento da temperatura provoca a dissociação dos portadores de cargas dos QDs e estes são excitados para outra região. Em sistemas de QDs de

InAs/GaAs os portadores ficam confinados no QD e a energia térmica pode excitar um deles ou ambos para a barreira [64].

A energia de ativação térmica depende de alguns parâmetros específicos em cada amostra (como o tamanho médio dos QDs, por exemplo) mas, de maneira geral é possível encontrar na literatura para esses sistemas energias de ativação térmica da ordem de centenas de meV [79]. Para QDs empilhados de *InAs/GaAs*, foi reportado na literatura energias de ativação da ordem de 100 meV [78] e esta energia foi atribuída a excitação dos portadores dos QDs para a barreira de *GaAs* com aumento da temperatura.

Na Figura 24 são apresentados os resultados dos ajustes da curva de intensidade integrada de PL em função do inverso da temperatura utilizando a Equação 4.4. Nesta figura também são apresentadas as energias de ativação obtidos através do ajuste por esta equação.

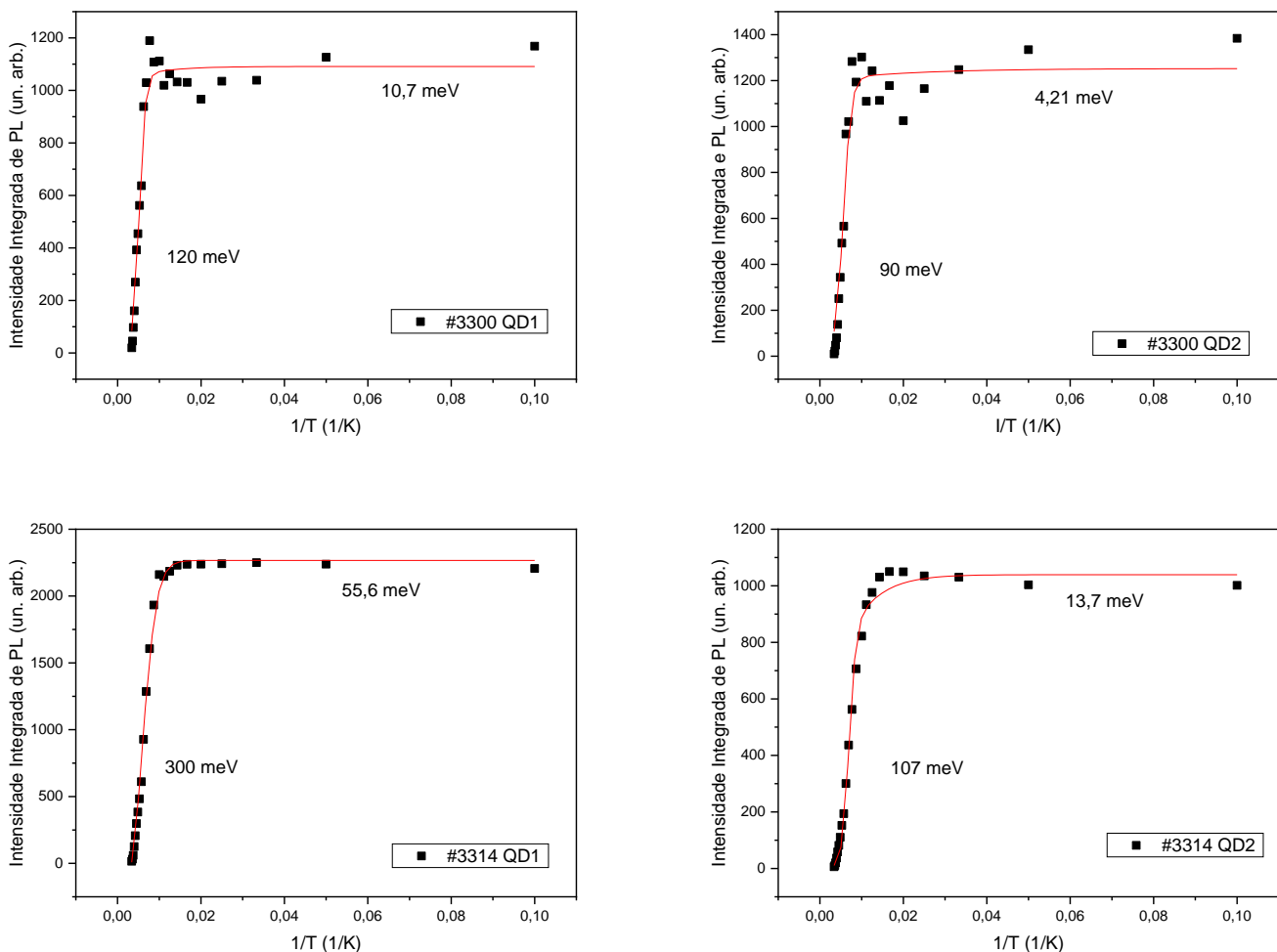


Figura 24 – Ajuste de Arrhenius utilizando a Equação 4.4 com duas energias de ativação para as amostras #3300 e #3314.

Em QDs empilhados do tipo I, como o sistema InAs/GaAs, sem a presença considerável de tensão mecânica, as energias de ativação para amostras com duas camadas empilhadas devem ser maiores do que as energias de ativação de amostras com apenas uma camada, uma vez que os QDs da segunda camada são, a priori, maiores e mais homogêneos. A energia de ativação é maior para os QDs mais largos porque neste caso os portadores estão mais confinados, comparativamente a QDs mais estreitos, uma vez que a barreira proporcionada pela camada de GaAs é a mesma nas duas situações.

Como nesse conjunto de amostras, existe uma forte propagação de tensão (devido a interdifusão In/Ga), as energias de ativação devem refletir de maneira indireta, alguma influência desta tensão no processo de ativação térmica dos portadores confinados nestes QDs tensionados. Enfim, é possível que a tensão mecânica possa interferir na eficiência de termalização dos portadores nestes QDs tensionados e as energias de ativação encontradas deverão ser maiores.

Para verificar esta hipótese, ajustes de Arrhenius da curva da intensidade integrada em função da temperatura foram realizados para duas amostras; a amostra com apenas uma camada de QDs (#3300) e para a amostra que possui camada espaçadora de 14 nm (#3314) que, de acordo com análises anteriores, apresenta a maior condição de tensão devido a interdifusão In/Ga.

As energias de ativação obtida foram as seguintes:

i) para a amostra #3300 foram obtidas energias de ativação para os QDs da família QD1 $E_1=120$ meV e $E_2=10,7$ meV e para os QDs da família QD2 $E_1=90,7$ meV e $E_2=4,2$ meV.

ii) para a amostra #3314 foram obtidas energias de ativação para os QDs da família QD1 $E_1=300$ meV e $E_2=55,7$ meV e para os QDs da família QD2 $E_1=107$ meV e $E_2=13,7$ meV.

O aumento de 120 meV para 300 meV da energia de ativação da transição QD1 (da amostra #3300 para a amostra #3314) pode ser entendido em termos de um tamanho médio maior dos QDs da camada inferior na amostra #3314, comparada a amostra de referência, consistente com o que foi verificado anteriormente através da análise da Figura 9 e Figura 10, onde observou-se que, para esta amostra, a transição QD1 aparece em uma posição de energia mais baixa do que nas amostras #3306 e #3310, indicando a presença de QDs de maior tamanho nesta amostra.

Comparando-se a energia de ativação da transição QD1 (120 meV) com a da transição QD2 (107 meV) da amostra #3314, que aparece localizada em uma posição em energia bem maior do que nas outras amostras, poder-se-ia esperar que para esta transição, que aparentemente deve estar associada a QDs de tamanho muito menor (e por isso a transição posicionada em maior energia), que a energia de ativação obtida seria muito menor (do que os 107 meV obtido) para esta transição.

Portanto, verificou-se, tentativamente que a tensão mecânica interfere no processo de termalização dos QDs em QDs tensionados e, particularmente, neste conjunto de amostras, nas transições associadas a camada superior em QDs empilhados.

As energias de ativação maiores obtidas dos ajustes devem, provavelmente, estar relacionada ao processo de termalização dos portadores dos QDs para a camada molhante e/ou para a barreira de GaAs, antes de relaxarem para QDs maiores, como descrito anteriormente. As energias de ativação mais baixas podem estar associadas a energia de ligação do éxciton nos QDs ou fuga dos portadores dos QDs para defeitos na interface entre os QDs e a barreira de GaAs [71].

4.5 Espectros de PL – Variação do Campo Magnético

Por fim foram realizadas medidas de PL sob variação do campo magnético no intervalo de -9 T a 9 T com a amostra submetida a uma temperatura de 10 K. O campo magnético aplicado sobre as amostras possui direção paralela a direção de crescimento das amostras. Dessa forma a variação positiva do campo magnético corresponde a aplicação de um campo no mesmo sentido do crescimento da amostra. A variação negativa do campo corresponde a aplicação de um campo no sentido oposto ao do crescimento da amostra.

As medidas de PL foram realizadas para as amostras #3300 e #3306. A Figura 25 apresenta os espectros de PL para a amostra #3300 em função da variação do campo magnético utilizando uma potência alta e outra baixa, 25 μ W e 0,2 μ W, respectivamente. Os valores adotados para potência são aparentemente baixos porque a lente utilizada para focalizar o *laser* na amostra possui foco de apenas 1,6 mm. O *spot* sobre a amostra foi menor que 1 μ m gerando assim uma alta intensidade (potência/área).

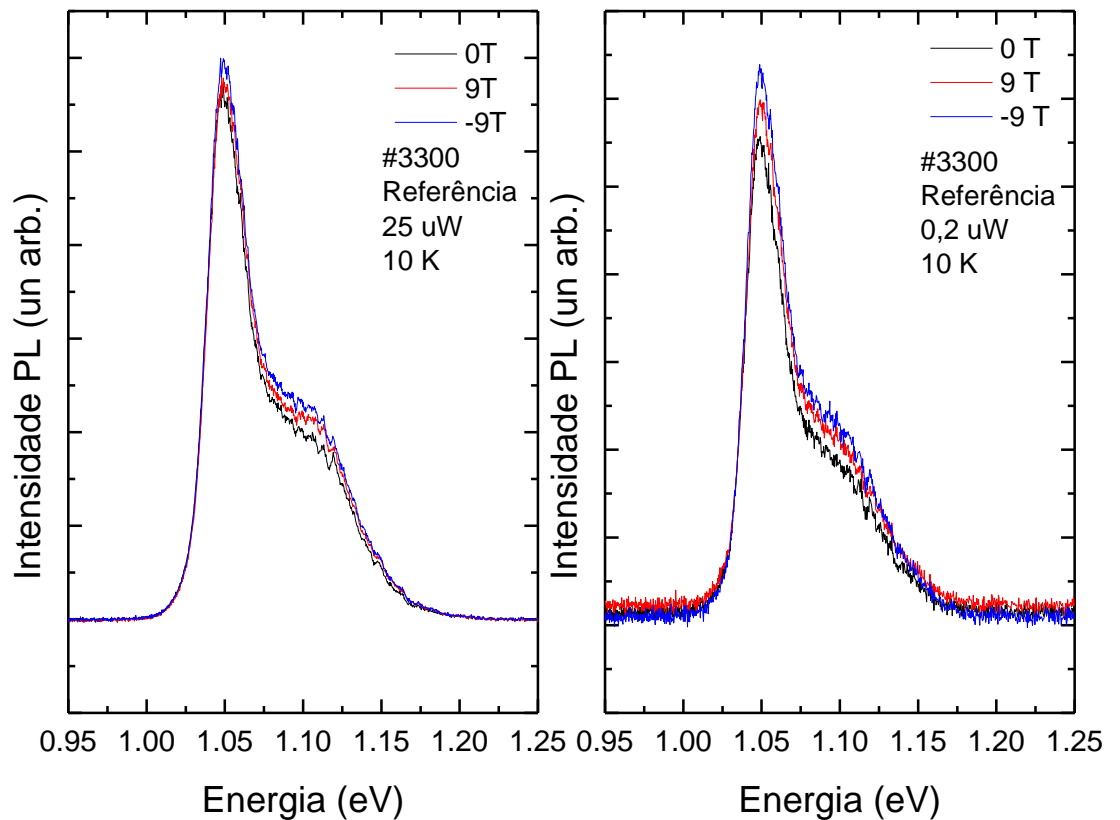


Figura 25 – Espectro PL da amostra #3300 com a) alta potência e b) baixa potência em função da variação do campo magnético.

A amostra #3300 foi excitada por um *laser* de Ar^+ de 514 nm com potência de 0,2 uW e 25 uW como forma de verificar a influência da potência utilizada na PL. Os espectros apresentados na Figura 25a e 25b demonstram um comportamento similar para as diferentes potências de excitação. É possível verificar um pico mais intenso em torno 1,05 eV e outro menos intenso em torno de 1,10 eV não sendo verificados significativos deslocamentos nessas posições de uma medida para outra. Como foi observado que não houve influência da potência nos resultados da amostra #3300, as medidas de PL com variação do campo magnético da amostra #3306 foram realizadas apenas com potência de 0,2 uW. A Figura 26 apresenta o espectro de PL em função da variação do campo magnético para a amostra #3306.

Estes testes envolvendo diferentes potências de excitação fazem-se necessários para garantir que seja analisada sistematicamente a influência do campo sobre a amostra. Quando utilizamos baixas potências de excitação, garantimos que a

taxa com a qual o estado excitado é populado é baixa, levando à possibilidade de observar uma interação dos elétrons com o campo.

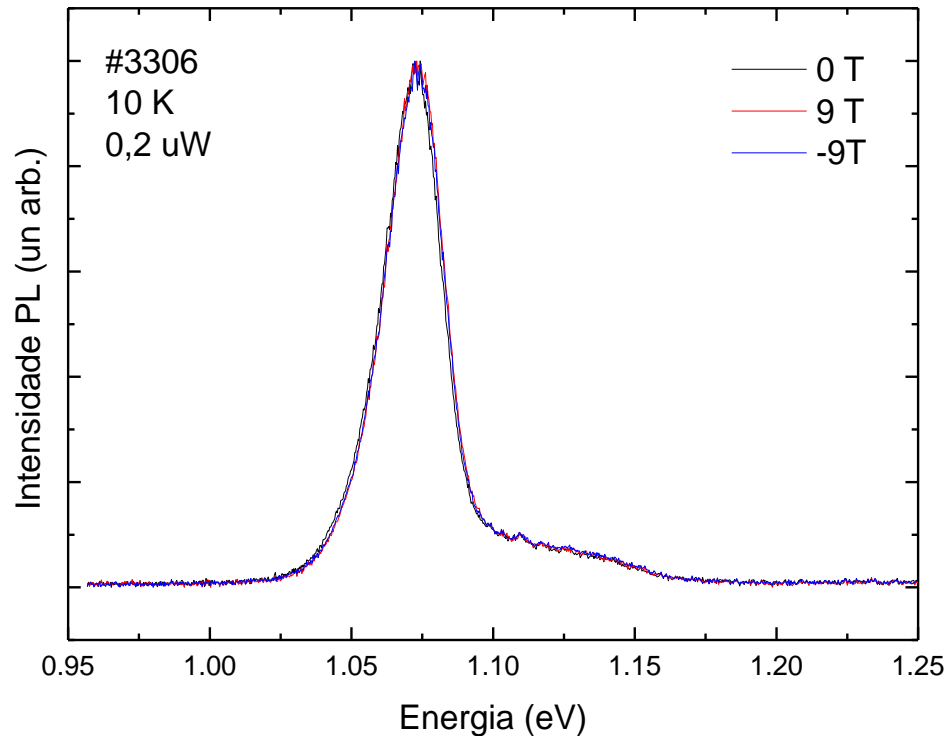


Figura 26 – Espectro PL da amostra #3306 em função da variação do campo magnético.

A partir das medidas realizadas sob variação do campo magnético foi possível observar algumas características das amostras. A amostra #3300 (referência) apresenta dois picos devido à presença de duas famílias de QDs que possuem diferentes tamanhos (comportamento bimodal).

Ajustes da forma de linha do espectro de emissão da amostra #3300 utilizando curvas gaussianas revelaram o comportamento bimodal para distribuição de tamanho das ilhas de QDs nesta amostra. A Figura 27 apresenta um dos ajustes realizados e, a partir dela, é possível perceber que, para baixas intensidades de excitação, as curvas experimentais são bem ajustadas com duas curvas gaussianas, as quais são atribuídas às transições do nível fundamental dos QDs das duas famílias com tamanhos diferentes (comportamento bimodal).

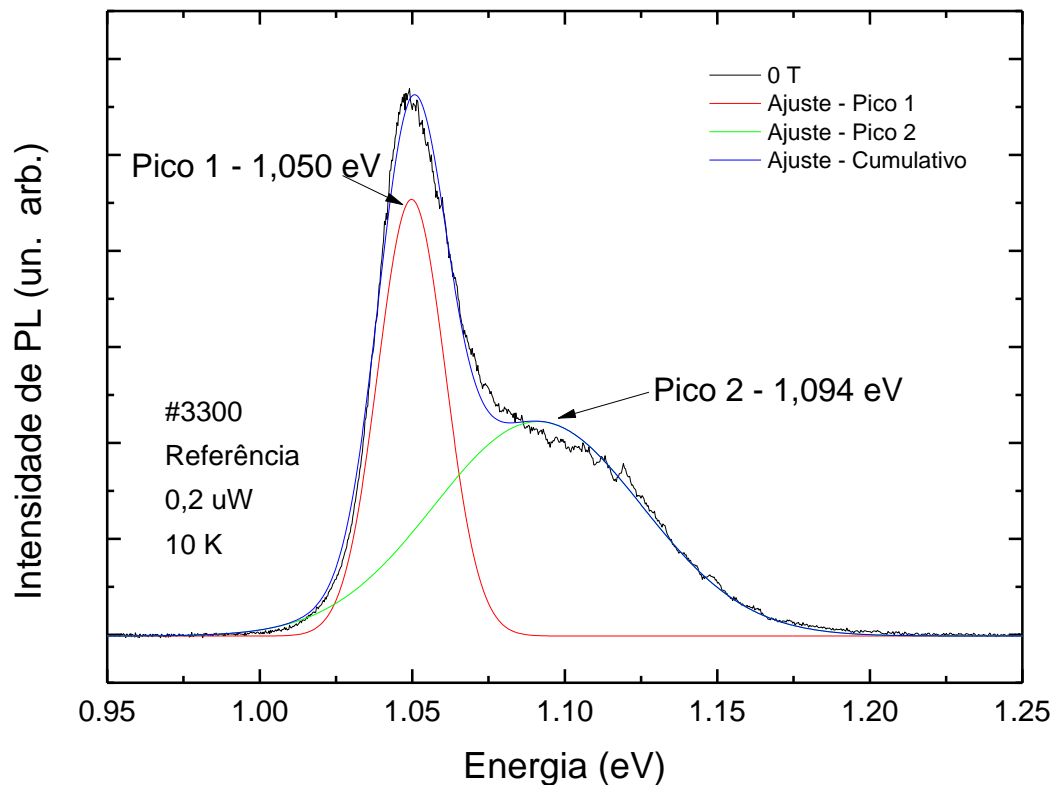


Figura 27 – Ajustes do espectro de PL com duas gaussianas.

Como foi dito anteriormente, a família com QDs maiores emite numa região de menor energia ($\sim 1,05$ eV) e a família com QDs menores emite numa região de maior energia ($\sim 1,08$ eV). Esse é um comportamento típico relatado na literatura. Para as potências mais altas é necessária a introdução de mais uma ou duas gaussianas, dependendo da potência, para ajustar adequadamente os espectros. Estas curvas adicionais são atribuídas à transições de níveis excitados associadas às duas famílias de QDs. À medida que aumenta a intensidade de excitação, os estados de energia mais baixos vão sendo populados e as recombinações envolvendo os pares elétron-buraco a partir dos níveis excitados passam a ocorrer, sendo que esta emissão ocorre em energias maiores para ambas as famílias de QDs.

A amostra #3306 também apresenta dois picos, mas neste caso, os dois picos têm origem nas duas diferentes camadas de QDs, separadas pela camada espaçadora. O pico de menor energia na amostra #3300, ou seja, o pico mais intenso, praticamente não tem sua posição alterada quando sofre ação de um campo magnético variável. Esse comportamento é típico para QDs.

O comportamento da amostra #3306 apresenta diferenças quando comparado ao da amostra #3300, ou seja, a presença da camada espaçadora altera as propriedades da amostra. A Figura 28 apresenta um comparativo do efeito da variação do campo magnético sobre as amostras.

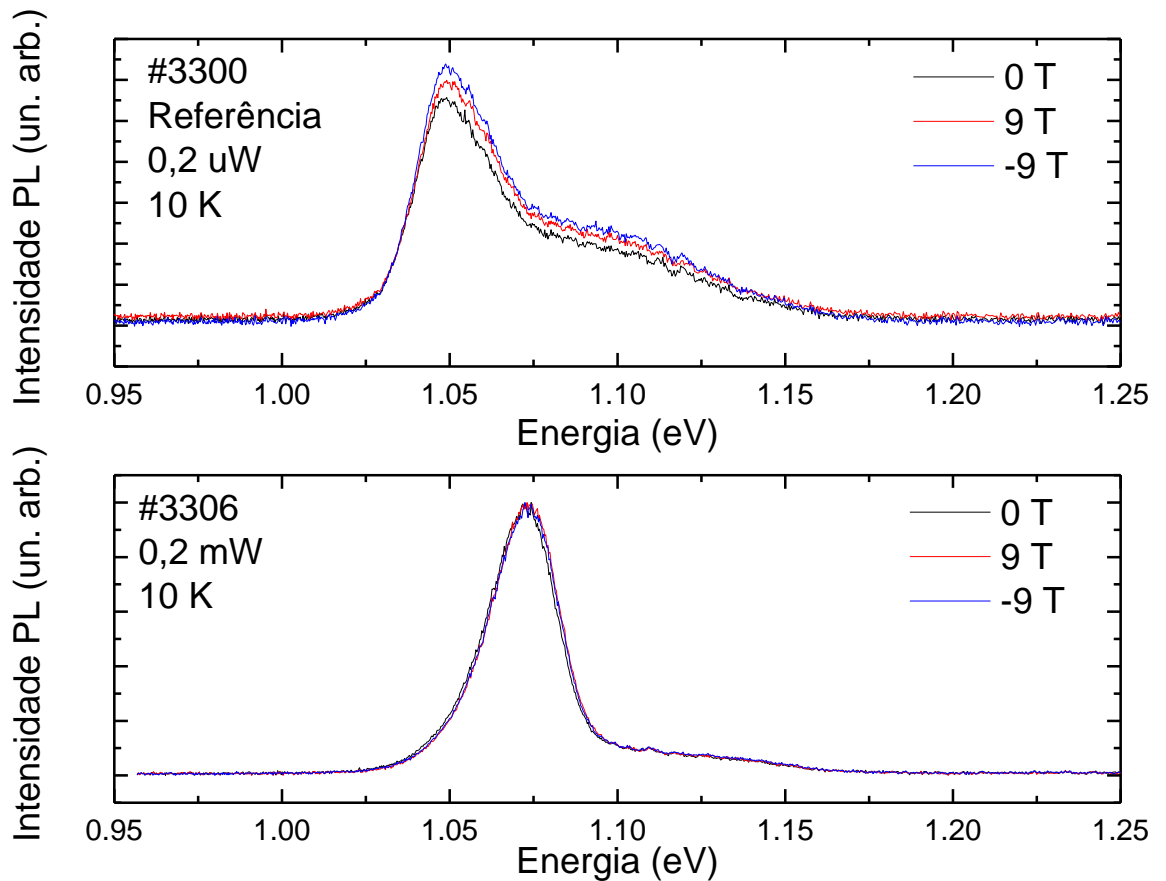


Figura 28 – Comparação entre os espectros de PL das amostras #3300 e #3306 em função da variação do campo magnético.

Pode ser verificado que a largura de linha do pico de maior intensidade (o de menor energia) é menor na amostra #3306 em comparação a #3300. Esse fato pode ser verificado na Figura 28. O estreitamento da largura de linha pode ser explicado em função da propagação de tensão mecânica também chamada de *strain*. Além da contribuição na redução da largura de linha, a tensão mecânica também contribui com a uniformização do tamanho dos QDs.

A Figura 29 apresenta os valores das posições (em eV) dos picos de emissão para cada família de QDs em função da variação do campo magnético e a intensidade integrada de PL em função do campo magnético.

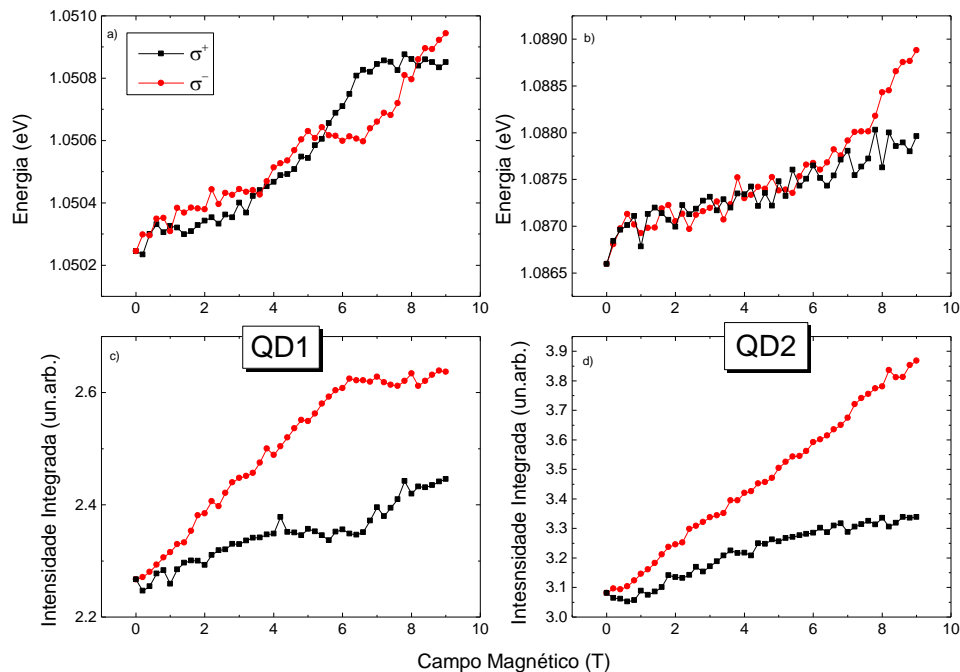


Figura 29 – Energia e Intensidade Integrada em função do campo magnético para a amostra #3300.

A Figura 29a mostra que a posição do pico de menor energia, aquele de maior intensidade (associados aos QDs maiores), praticamente não sofre alterações com a variação do campo magnético. A posição do pico de maior energia e menor intensidade (associado aos QDs menores) sofre maior variação quando comparada com a família anterior. Esse comportamento pode ser observado na Figura 29b.

A amostra de referência apresenta um pequeno Zeeman *Splitting* entre spin *down* e spin *up* e um alto nível de confinamento para as duas famílias de QDs. O alto confinamento é verificado devido a pequena variação da posição dos picos. O Efeito Zeeman ou Zeeman *splitting* ocorre quando as linhas espectrais de um sistema (átomos, moléculas, defeitos, impurezas em cristais, etc.) se desdobram em várias componentes na presença de um campo magnético externo. O Zeeman *splitting* pode ser definido como a diferença em energia do pico de PL das componentes σ^- e σ^+ . Os símbolos σ^- e σ^+ representam a polarização circular da luz que é convertida na luminescência. A luz circular possui orientação a direita e a esquerda sendo chamadas de σ^- e σ^+ . *Spin down* e *Spin up* são representados, em termos práticos, na Figura 29 por σ^- e σ^+ , respectivamente, sendo que os dois últimos representam o modo como o spin *down* e o spin *up* vão sendo populados à medida que o campo magnético varia.

É possível verificar que para 0 T os valores são coincidentes, ou seja, sem a presença do campo não há polarização.

A análise do gráfico de intensidade integrada em função da variação do campo magnético, Figura 29c e 29d, para cada família de QDs demonstra a ocorrência da polarização dos spins. A polarização de spin também é conhecida como grau de polarização circular e pode ser obtida através da equação a seguir:

$$Polarização\ de\ spin = \frac{I_{\sigma+} - I_{\sigma-}}{I_{\sigma+} + I_{\sigma-}} \times 100 \quad (4.5)$$

Na equação acima $I_{\sigma+}$ corresponde a intensidade integrada da componente $\sigma+$ da PL e $I_{\sigma-}$ corresponde a intensidade integrada da componente $\sigma-$ da PL. Através dessa equação pode ser obtido o grau de polarização do sistema em função da variação do campo magnético. Esse resultado indica, em porcentagem, o quanto de polarização de spin o sistema possui. Um resultado de 100% indicaria a existência de apenas uma espécie de spin (*down* ou *up*) populado. Um resultado de 0% indicaria que o sistema não apresenta polarização de spin. Dessa forma, a abertura entre as componentes $\sigma+$ e $\sigma-$ indicam a ocorrência da polarização de spin.

A Figura 30 apresenta informações referentes à energia de cada pico e a intensidade integrada para cada família de QDs em função da variação do campo magnético. Nessa figura as medidas demonstradas foram realizadas para a amostra #3306 que possui uma camada espaçadora.

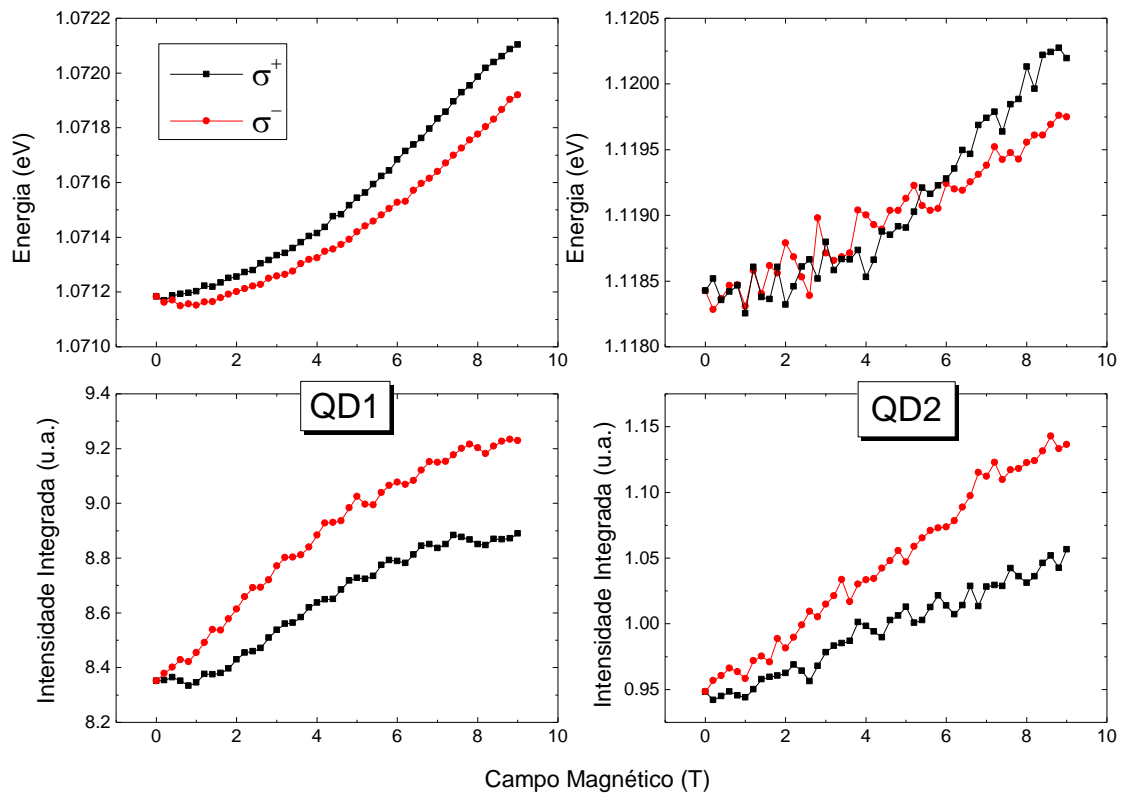


Figura 30 – Energia e Intensidade Integrada em função do campo magnético para a amostra #3306.

A posição do pico relacionado a família QD1 sofre uma significativa abertura quando submetido à presença do campo magnético variável, contudo, esse efeito não é visível com a família QD2. Isso pode ser explicado pelo fato de que a família QD2 possui maior energia que a família QD1. QDs de maior energia são associados a QDs de menor dimensão e quanto menor a dimensão maior o efeito do confinamento sobre os portadores e, neste caso, menor o efeito do campo magnético sobre esses QDs.

A análise dos gráficos da intensidade integrada em função da variação do campo magnético para a amostra #3306 indicam um efeito de polarização maior do que o verificado na amostra #3300. Tal efeito pode ser identificado com base na equação 4.5 apresentada anteriormente. Isso demonstra que a camada espaçadora permite a propagação de uma tensão mecânica (*strain*) que em conjunto com o campo magnético geram os efeitos verificados.

5. CONCLUSÕES

Neste trabalho foi investigado um conjunto composto por cinco amostras de QDs de InAs crescidos por MBE sobre substratos de GaAs através do método SK. A amostra de referência (#3300) apresenta somente uma camada de QDs de InAs enquanto as demais são compostas por QDs duplos empilhados de InAs/GaAs. As amostras possuem camadas espaçadoras de GaAs com diferentes espessuras, sendo que o objetivo do trabalho envolveu verificar a influência da camada espaçadora em propriedades de emissão óptica QDs das amostras.

O conjunto analisado é composto das amostras #3300, #3306, #3310, #3314 e #3320. A primeira é a amostra de referência enquanto as demais possuem camada espaçadora de, respectivamente, 6,0 nm, 10 nm, 14 nm e 20 nm. Foi realizado um estudo das propriedades ópticas de emissão através de medidas de fotoluminescência (PL) variando parâmetros como a potência de excitação, a temperatura da amostra e o campo magnético ao qual a amostra foi submetida.

Os resultados obtidos demonstraram que a amostra de referência apresenta comportamento bimodal. Esse comportamento bimodal é ratificado pelo fato de que os ajustes dos espectros de PL em baixa temperatura (15 K) foram realizados utilizando duas curvas gaussianas, mesmo para intensidades de excitação muito baixas. Estas transições foram identificadas como sendo as transições fundamentais e_1-hh_1 dos QDs das duas famílias com diferente distribuição de tamanhos, denominadas de QD1 e QD2. Para intensidades de excitação mais altas os estados excitados nos QDs passam a contribuir para o espectro de emissão e mais uma ou duas curvas gaussianas são necessárias para ajustar o espectro de PL. A família QD1 apresenta QDs maiores e emitem em regiões de menor energia enquanto a família QD2 possui QDs menores e emitem em regiões de maior energia.

A análise dos espectros de PL em função da potência do *laser* utilizado demonstrou, para todas as amostras, um aumento na intensidade da luminescência com aumento da intensidade de excitação e, esse comportamento foi explicado a partir da maior contribuição aos espectros de PL dos estados excitados nos QDs.

O efeito de interdifusão entre In/Ga desloca a emissão dos QDs da segunda camada para uma região de maior energia do espectro devido à tensão formada pela troca de In e Ga durante o processo de crescimento dos QDs. Este efeito compete com o acoplamento eletrônico que, por sua vez, tende a deslocar a emissão dos QDs

da segunda camada para região de menor energia do espectro. Para a amostra cuja espessura da camada espaçadora é de 14 nm, o efeito de interdifusão predomina e o efeito de *blueshift* é máximo. Por isso, verificou-se nesta amostra uma maior separação em energia entre os dois picos atribuídos as transições nos QDs das duas camadas.

Para as amostras cujas camadas espaçadoras são mais estreitas, o efeito de interdifusão deve ser compensado pelo redshift causado pelo acoplamento dos QDs das diferentes camadas. Na amostra cuja camada espaçadora é suficientemente espessa ($d = 20$ nm), ambos os efeitos devem ser minimizados e foi observado um melhoramento na homogeneidade dos QDs acompanhado de um deslocamento para menores energias.

A análise dos espectros de PL sob a variação do campo magnético, realizada nas amostras #3300 e #3306 indica a ocorrência de tensão no espectro da amostra #3306. Esse fato reforça a hipótese proposta de ocorrência de interdifusão. A tensão é identificada como responsável pelo estreitamento da largura de linha da amostra #3306 em relação a amostra #3300 e também pela maior uniformização do tamanho dos QDs nesta amostra. Ainda com relação aos efeitos do campo magnético sobre as amostras cabe destacar a ocorrência verificada de polarização de spin.

Nos espectros de PL obtidos em função da temperatura foi observado para todas as amostras que, com o aumento da temperatura, ocorre um deslocamento dos picos para valores mais baixos de energia e que a intensidade dos picos diminui com o aumento da temperatura. Verificou-se em todas as amostras que o deslocamento para maior energia nos QDs de InAs acontece de maneira mais rápida do que a redução de gap do InAs *bulk*. Este efeito foi explicado através da ativação térmica dos portadores de carga para fora dos QDs de menor tamanho para a região das barreiras de GaAs da camada molhante e posterior relaxamento para QDs de maior tamanho. Este efeito também foi responsável pelo estreitamento da largura de linha do espectro de PL observado com aumento da temperatura.

As energias de ativação maiores obtidas foram relacionadas ao processo de termalização dos portadores dos QDs para a camada molhante e/ou barreira de GaAs, antes de relaxarem para QDs maiores. Os valores obtidos estão de acordo com o relatado na literatura. As energias de ativação mais baixas foram atribuídas a energia ligação do éxciton nos QDs ou fuga dos portadores dos QDs para estados de defeitos na interface entre os QDs e a barreira de GaAs.

Além dos dados aqui apresentados foram realizadas em caráter exploratório medidas relacionadas a resolução temporal. Essas medidas servirão de ponto de partida para futuros trabalhos.

6. REFERÊNCIAS

1. FEYNMAN, Richard P. There's plenty of room at the bottom. **Miniaturization**, p. 282-296, 1959.
2. CADIOLI, Luiz Paulo; SALLA, Luzia Dizulina. Nanotecnologia: um estudo sobre seu histórico, definição e principais aplicações desta inovadora tecnologia. **Revista de Ciências Exatas e Tecnologia**, v. 1, n. 1, p. 98-105, 2015.
3. CADIOLI, Luiz Paulo; SALLA, Luzia Dizulina. Nanotecnologia: um estudo sobre seu histórico, definição e principais aplicações desta inovadora tecnologia. **Revista de Ciências Exatas e Tecnologia**, v. 1, n. 1, p. 98-105, 2015.
4. BHUSHAN, Bharat (Ed.). **Springer handbook of nanotechnology**. Springer, 2017.
5. ROSA, Barbara Luiza Teixeira. Propriedades ópticas de pontos quânticos de InAs em nanomembranas semicondutoras. 2014. 60 f. Dissertação (Mestrado em Física). Programa de Pós-graduação em Física – Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte. 2014.
6. FRANCHELLO, Flávio. Estudo de pontos quânticos auto-organizados de InAs por fotoluminescência. 2010. 82 f. Dissertação (Mestrado em Física). Programa de Pós-Graduação em Física – Universidade Estadual de Londrina, Londrina. 2010.
7. LAURETO, Edson et al. A técnica de fotoluminescência aplicada à investigação de imperfeições estruturais em poços quânticos de materiais semicondutores. **Semina: Ciências Exatas e Tecnológicas**, v. 26, n. 1, p. 23-38, 2005.
8. MOZUME, Teruo et al. 1.45 μm intersubband absorption in InGaAs/AlAsSb grown by molecular beam epitaxy. **Japanese journal of applied physics**, v. 38, n. 2S, p. 1286, 1999.
9. LIU, Alan Y. et al. Quantum dot lasers for silicon photonics. **Photonics Research**, v. 3, n. 5, p. B1-B9, 2015.
10. LI, A. Z. et al. MBE growth and characterization of high-quality GaInAsSbAlGaAsSb strained multiple quantum well structures. **Journal of crystal growth**, v. 175, p. 873-876, 1997.
11. DAI, Xingliang et al. Solution-processed, high-performance light-emitting diodes based on quantum dots. **Nature**, v. 515, n. 7525, p. 96, 2014.

12. CHOI, Moon Kee et al. Extremely Vivid, Highly Transparent, and Ultrathin Quantum Dot Light-Emitting Diodes. **Advanced Materials**, v. 30, n. 1, p. 1703279, 2018.
13. MCMAHAN, Ryan S. et al. In vitro approaches to assessing the toxicity of quantum dots. In: **Quantum Dots: Applications in Biology**. Humana Press, New York, NY, 2014. p. 155-163.
14. DINGES, H. W. et al. Study of $\text{In}_0.53\text{Ga}_0.47\text{As}/\text{In}_0.52\text{Al}_0.48\text{As}$ quantum wells on InP by spectroscopic ellipsometry and photoluminescence. **Surface science**, v. 307, p. 1057-1060, 1994.
15. LIU, H. C. Quantum dot infrared photodetector. **Optoelectronics Review**, n. 1, p. 1-6, 2003.
16. CHO, Kyung Sang; CHA, Tae Woon. **Quantum dot ink composition for inkjet printing and electronic device using the same**. U.S. Patent n. 8,765,014, 1 jul. 2014.
17. PAN, Zhenxiao et al. High-efficiency "green" quantum dot solar cells. **Journal of the American Chemical Society**, v. 136, n. 25, p. 9203-9210, 2014.
18. MANSOORI, Ahmad et al. Effect of AlSb quantum dots on efficiency of GaAs solar cell (Conference Presentation). In: **Next Generation Technologies for Solar Energy Conversion VII**. International Society for Optics and Photonics, 2016. p. 99370A.
19. KIM, Dohun et al. Quantum control and process tomography of a semiconductor quantum dot hybrid qubit. **Nature**, v. 511, n. 7507, p. 70, 2014.
20. LOSS, Daniel; DIVINCENZO, David P. Quantum computation with quantum dots. **Physical Review A**, v. 57, n. 1, p. 120, 1998.
21. ZHENG, Xin Ting et al. Glowing graphene quantum dots and carbon dots: properties, syntheses, and biological applications. **Small**, v. 11, n. 14, p. 1620-1636, 2015.
22. MCMAHAN, Ryan S. et al. In vitro approaches to assessing the toxicity of quantum dots. In: **Quantum Dots: Applications in Biology**. Humana Press, New York, NY, 2014. p. 155-163.

23. NIKALJE, Anna Pratima. Nanotechnology and its applications in medicine. **Med chem**, v. 5, n. 2, p. 185-189, 2015.
24. Liu, Shu-Lin, et al. "Tracking single viruses infecting their host cells using quantum dots." *Chemical Society Reviews* 45.5 (2016): 1211-1224.
25. MASSEY, Melissa et al. Mind your P's and Q's: the coming of age of semiconducting polymer dots and semiconductor quantum dots in biological applications. **Current opinion in biotechnology**, v. 34, p. 30-40, 2015.
26. COSTA-FERNANDEZ, Jose M.; FERNANDEZ-ARGUELLES, Maria T.; SANZ-MEDEL, Alfredo. Semiconductor Quantum Dots in Bioanalysis. **Encyclopedia of Analytical Chemistry**, 2016.
27. WU, Miao; ALGAR, W. Russ. Semiconductor Quantum Dots and Energy Transfer for Optical Sensing and Bioanalysis: Applications. In: **Nanobiosensors and Nanobioanalyses**. Springer, Tokyo, 2015. p. 197-249.
28. KITAMURA, Shigehiro et al. Optical characterization of In-flushed InAs/GaAs quantum dots emitting a broadband spectrum with multiple peaks at~ 1 μm . **Nanoscale research letters**, v. 10, n. 1, p. 231, 2015.
29. KAMAT, Prashant V.; SCHOLES, Gregory D. Quantum Dots Continue to Shine Brightly. 2016.
30. TORELLY, Guilherme Monteiro. **Transição no modo de crescimento 2D para 3D de InAs sobre GaAs analisada por fotoluminescência**. 2016. 70 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica). Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica – PUC/ Rio, Rio de Janeiro, 2016.
31. TODA, Y. et al. Near-field magneto-optical spectroscopy of single self-assembled InAs quantum dots. **Applied physics letters**, v. 73, n. 4, p. 517-519, 1998.
32. WARBURTON, Richard J. Self-assembled semiconductor quantum dots. **Contemporary Physics**, v. 43, n. 5, p. 351-364, 2002.
33. TANG, Mingchu et al. High Performance of InAs/GaAs Quantum Dot Lasers Monolithically Grown on Si substrate with InAlAs/GaAs Dislocation Filter Layers

Introducing. In: **The European Conference on Lasers and Electro-Optics**. Optical Society of America, 2015. p. CB_9_2.

34. MELO, Heitor Alves de. **Propriedades eletrônicas de pontos quânticos contendo muitos elétrons**. 2010. 76 f. Dissertação (Mestrado em Física). Programa de Pós-graduação em Física – Universidade Federal do Ceará, Fortaleza. 2010.

35. SCHUBERT, Erdmann Fred, **Physical foundations of solid-state devices**, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, 2007.

36. JUNIOR, Lana et al. **Produção e caracterização de pontos quânticos de CdS em meio aquoso**. 2015. 65 f. Dissertação (Mestrado em Física Aplicada). Programa de Pós-graduação em Física Aplicada - Universidade Federal de Viçosa, Viçosa, 2015.

37. ZHOU, Weidong; COLEMAN, James J. Semiconductor quantum dots. **Current Opinion in Solid State and Materials Science**, v. 20, n. 6, p. 352-360, 2016.

38. KATHIRGAMANATHAN, Poopathy et al. Electroluminescent organic and quantum dot LEDs: The state of the art. **Journal of Display Technology**, v. 11, n. 5, p. 480-493, 2015.

39. BIMBERG, Dieter; GRUNDMANN, Marius; LEDENTSOV, Nikolai N. **Quantum dot heterostructures**. John Wiley & Sons, 1999.

40. WEINER, Eleonora Cominato et al. DESENVOLVIMENTO DE CÉLULAS SOLARES DE BANDA INTERMEDIÁRIA NO LABORATÓRIO DE SEMICONDUTORES DA PUC-RIO. In: **VII Congresso Brasileiro de Energia Solar-CBENS 2018**. 2018.

41. SANTIAGO, Anderson de Azevedo Gomes. **Caracterização das propriedades fotoluminescentes de $Ba_{1-x}Zn_xMoO_4$ sintetizados pelo método de spray pirólise ultrassônico**. 2017. 94 f. Dissertação (Mestrado em Ciência e Engenharia de Materiais) – Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, 2017.

42. LAURETO, Edson et al. A técnica de fotoluminescência aplicada à investigação de imperfeições estruturais em poços quânticos de materiais semicondutores. **Semina: Ciências Exatas e Tecnológicas**, v. 26, n. 1, p. 23-38, 2005.

43. OLIVEIRA, Ana Flávia Ciriaco de et al. Propriedades ópticas de pontos quânticos semicondutores de InAs/GaAs crescidos por MBE. **SICITE XVIII: Seminário de Iniciação Científica e Tecnológica da UTFPR, Apucarana**, v. 1, n. 1, p.1-8, nov. 2013.
44. FRIEDL, Martin et al. Template-Assisted Scalable Nanowire Networks. **Nano Letters**, [s.l.], v. 18, n. 4, p.2666-2671, 26 mar. 2018. American Chemical Society (ACS). <http://dx.doi.org/10.1021/acs.nanolett.8b00554>.
45. LIPINSKI, M. O. et al. Strain-induced material intermixing of InAs quantum dots in GaAs. **Applied Physics Letters**, [s.l.], v. 77, n. 12, p.1789-1791, set. 2000. AIP Publishing. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1311314>.
46. LEON, R. et al. Effects of interdiffusion on the luminescence of InGaAs/GaAs quantum dots. **Applied physics letters**, v. 69, n. 13, p. 1888-1890, 1996.
47. LUBYSHEV, D. I. et al. Exciton localization and temperature stability in self-organized InAs quantum dots. **Applied Physics Letters**, [s.l.], v. 68, n. 2, p.205-207, 8 jan. 1996. AIP Publishing. <http://dx.doi.org/10.1063/1.116461>.
48. BENYAHIA, D. et al. Electrical Properties of Midwave and Longwave InAs/GaSb Superlattices Grown on GaAs Substrates by Molecular Beam Epitaxy. **Nanoscale Research Letters**, [s.l.], v. 13, n. 1, p.196-203, 5 jul. 2018. Springer Nature. <http://dx.doi.org/10.1186/s11671-018-2612-4>.
49. ÇAKĎR, Bekir; YAKAR, Yusuf; ÖZMEN, Ayhan. Linear and nonlinear absorption coefficients of spherical quantum dot inside external magnetic field. **Physica B: Condensed Matter**, [s.l.], v. 510, p.86-91, abr. 2017. Elsevier BV. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physb.2017.01.018>.
50. MORAIS, Rômulo Ronan Oliveira de. **Efeito de Confinamento em Poços Quânticos de Al 0,18 Ga 0,82 As/GaAs**. 2009. 205 f. Tese (Doutorado) - Curso de Mestrado em Física, Departamento de Física, Universidade Estadual de Londrina, Londrina, 2009.
51. TEODORO, Márcio Daldin. **Transições Ópticas em Poços Quânticos Múltiplos com Diferentes Orientações Cristalográficas**. 2008. 125 f. Dissertação (Mestrado) - Curso de Mestrado em Física, Departamento de Física, Universidade Estadual de Londrina, Londrina, 2008.
52. DIAS, Ivan Frederico Lupiano. Novos materiais e estruturas semicondutoras. **Semina: Ciências Exatas e Tecnológicas**, v. 12, n. 4, p. 265-274, 2004.

53. VARSHNI, Y.p.. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. **Physica**, [s.l.], v. 34, n. 1, p.149-154, jan. 1967. Elsevier BV. [http://dx.doi.org/10.1016/0031-8914\(67\)90062-6](http://dx.doi.org/10.1016/0031-8914(67)90062-6).

54. PAIVA, Edinei Canuto. Estudo do processo de nucleação de CdTe crescido sobre Si (1,1,1) por epitaxia de paredes quentes (HWE). 2003. 66 f. Dissertação (Mestrado em Física Aplicada). Programa de Pós-graduação em Física Aplicada – Universidade Federal de Viçosa, Viçosa, 2003.

55. VIÑA, L.; LOGOTHETIDIS, S.; CARDONA, M.. Temperature dependence of the dielectric function of germanium. **Physical Review B**, [s.l.], v. 30, n. 4, p.1979-1991, 15 ago. 1984. American Physical Society (APS). <http://dx.doi.org/10.1103/physrevb.30.1979>.

56. LAMAS, Tomás Erikson. **Epitaxia por feixe molecular de camadas dopadas do tipo p para a construção de dispositivos optoeletrônicos**. 2004. 141 f. Tese (Doutorado em Física) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2004.

57. PÄSSLER, R.. Alternative analytical descriptions of the temperature dependence of the energy gap in cadmium sulfide. **Physica Status Solidi (b)**, [s.l.], v. 193, n. 1, p.135-144, 1 jan. 1996. Wiley. <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.2221930114>.

58. OLIVEIRA, F. M. *et al.* Photocurrent enhancement and magnetoresistance in indium phosphide single nanowire by zinc doping. **Journal Of Physics D: Applied Physics**, [s.l.], v. 51, n. 25, p.1-8, 4 jun. 2018. IOP Publishing. <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6463/aac4cf>.

59. ITO, T.; AKIYAMA, T.; NAKAMURA, K. Theoretical Investigations for Strain Relaxation and Growth Mode of InAs Thin Layers on GaAs (110). **Physica Status Solidi (b)**, v. 255, n. 4, p. 1700241, 2018.

60. JUNG, S. I. *et al.* Size distribution effects on self-assembled InAs quantum dots. **Journal Of Materials Science: Materials in Electronics**, [s.l.], v. 18, n. 1, p.191-194, 20 mar. 2007. Springer Nature. <http://dx.doi.org/10.1007/s10854-007-9205-9>.

61. ZUNDEL, M. K. *et al.* Structural and optical properties of vertically aligned InP quantum dots. **Applied Physics Letters**, [s.l.], v. 71, n. 20, p.2972-2974, 17 nov. 1997. AIP Publishing. <http://dx.doi.org/10.1063/1.120233>.

62. SOLOMON, G. S. *et al.* Vertically aligned and electronically coupled growth induced InAs islands in GaAs. **Physical review letters**, v. 76, n. 6, p. 952, 1996.

63. WANG, J. S. et al. Optical and structural properties of vertically stacked and electronically coupled quantum dots in InAs/GaAs multilayer structures. **Nanotechnology**, v. 18, n. 1, p. 015401, 2006.

64. Veloso, A. B., **Propriedades ópticas de pontos quânticos empilhados de InP/GaAs 2007**. Dissertação (Mestrado) Curso de Mestrado em Física, Instituto de Física "Gleb Wataghin", Unicamp, Campinas, 2007

65. CHANG, W.H. et al. Effects of spacer thickness on optical properties of stacked Ge/Si quantum dots grown by chemical vapor deposition. **Journal of Applied Physics**, v. 93, n. 9, p. 4999-5002, 2003.

66. LIU, Z. et al. Analysis of Photoluminescence Thermal Quenching: Guidance for the Design of Highly Effective p-type Doping of Nitrides. **Scientific Reports**, [s.l.], v. 6, n. 1, p.1-7, 23 ago. 2016. Springer Nature. <http://dx.doi.org/10.1038/srep32033>.

67. GOMES, P. F. **Propriedades Ópticas de Pontos Quânticos Semicondutores Tipo II**. 2009. 178 f. Tese (Doutorado) - Curso de Doutorado em Física, Departamento de Física da Matéria Condensada, Unicamp, Campinas, 2009.

68. HEITZ, R. et al. Excited states and energy relaxation in stacked InAs/GaAs quantum dots. **Physical Review B**, v. 57, n. 15, p. 9050, 1998.

69. CHANG, W.H. et al. Effects of spacer thickness on optical properties of stacked Ge/Si quantum dots grown by chemical vapor deposition. **Journal of Applied Physics**, v. 93, n. 9, p. 4999-5002, 2003.

70. ZHENG, R.; TAGUCHI, T. Composition dependence of optical phonon properties and dielectric functions of group-III arsenide ternary and quaternary mixed crystals. **Journal of Applied Physics**, v. 93, n. 11, p. 9048-9052, 2003.

71. LAUTENSCHLAGER, P.; ALLEN, P. B.; CARDONA, M. Temperature dependence of band gaps in Si and Ge. **Physical Review B**, v. 31, n. 4, p. 2163, 1985.

72. PÄSSLER, R. Basic model relations for temperature dependencies of fundamental energy gaps in semiconductors. **Physica Status Solidi (b)**, v. 200, n. 1, p. 155-172, 1997.

73. LÁREZ, C.; RINCÓN, C. Alloy composition and temperature dependence of the direct energy gap in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. **Journal of Physics and Chemistry of Solids**, v. 58, n. 7, p. 1111-1114, 1997.
74. LAUTENSCHLAGER, P. et al. Interband critical points of GaAs and their temperature dependence. **Physical Review B**, v. 35, n. 17, p. 9174, 1987.
75. DAWSON, P. et al. Temperature-dependent optical properties of In As/Ga As quantum dots: Independent carrier versus exciton relaxation. **Physical Review B**, v. 72, n. 23, p. 235301, 2005.
76. CAVACO, A. M. R. O. **Defeitos de Irradiação em Estruturas Quânticas de Semicondutores A3B5**. 2011. Dissertação (Doutorado) – Departamento de Física, Universidade de Aveiro, 2011.
77. LOURENCO, S. A. et al. Effect of temperature on the optical properties of GaAsSbN/GaAs single quantum wells grown by molecular-beam epitaxy. **Journal of Applied physics**, v. 93, n. 8, p. 4475-4479, 2003.
78. POÇAS, L. C. **Estudo das Propriedades Ópticas em Heteroestruturas de InGaAs/In(Ga)AlAs por Fotoluminescência**. Tese (Doutorado). Departamento de Física, Universidade Estadual de Londrina, Londrina – PR, 2005.
79. GURIOLI, M. et al. Recombination kinetics of InAs quantum dots: Role of thermalization in dark states. **Physical Review B**, v. 73, n. 8, p. 085302, 2006.
80. COLOCCI, M. et al. Controlled tuning of the radiative lifetime in InAs self-assembled quantum dots through vertical ordering. **Applied Physics Letters**, v. 74, n. 4, p. 564-566, 1999.