



UNIVERSIDADE
ESTADUAL DE LONDRINA

FLAVIO FRANCHELLO

**ESTUDO DE PONTOS QUÂNTICOS AUTO-ORGANIZADOS
DE INAS POR FOTOLUMINESCÊNCIA**

FLAVIO FRANCELLO

**ESTUDO DE PONTOS QUÂNTICOS AUTO-ORGANIZADOS
DE INAS POR FOTOLUMINESCÊNCIA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao curso de Pós - graduação em Física da Universidade Estadual de Londrina, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. José Leonil Duarte.

Co-Orientador: Prof. Dr. Edson Laureto

Londrina
2010

Catálogo na Publicação Elaborada pela Divisão de Processos Técnicos da
Biblioteca Central da Universidade Estadual de Londrina.

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)

F816e Franchello, Flavio.

Estudo de pontos quânticos auto-organizados de InAs por
fotoluminescência / Flavio Franchello. – Londrina, 2010. 79 f. : il.

Orientador: José Leonil Duarte.

Co-orientador: Edson Laureto.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Estadual de Londrina,
Centro de Ciências Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, 2010.

Inclui bibliografia.

1. Física da matéria condensada – Teses. 2. Pontos quânticos – Teses. 3.
Fotoluminescência – Teses. I. Duarte, José Leonil. II. Laureto, Edson. III.
Universidade Estadual de Londrina. Centro de Ciências Exatas. Programa de
Pós-Graduação em Física. IV. Título.

CDU 539.2

FLAVIO FRANCHELLO

**ESTUDO DE PONTOS QUÂNTICOS AUTO-ORGANIZADOS DE INAS
POR FOTOLUMINESCÊNCIA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao curso de Pós - graduação em Física da Universidade Estadual de Londrina, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. José Leonil Duarte
UEL – Londrina – PR

Prof. Dr. Ivan Frederico Lupiano Dias
UEL – Londrina – PR

Prof. Dr. José Brás Barreto de Oliveira
UNESP – São Paulo – BR

Londrina, 08 de setembro de 2010.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que contribuíram para a realização deste trabalho, em especial:

Ao Prof. José Leonil Duarte, pela orientação, amizade e incentivo para a realização deste trabalho.

Ao Prof. Edson Laureto por ter contribuído na realização deste trabalho como Co-Orientador, e principalmente pelo auxílio nas questões experimentais.

Ao Leonardo (Zagaya), por ter participado e contribuído na investida para o estudo dos Pontos Quânticos de InAs.

Aos colegas do Laboratório de Óptica e Optoeletrônica e do departamento de Física da UEL.

Aos meus colegas de turma e de sala, do mestrado e doutorado.

Ao Prof. Alain André Quivy, por ter crescido as amostras.

À CAPES e ao Departamento de Física – UEL, pelo apoio financeiro.

“A person who never made a mistake, never tried anything new.”

Albert Einstein

FRANCHELLO, Flavio. **Estudo de pontos quânticos auto-organizados de InAs por fotoluminescência**. 2010. 79 p. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Estadual de Londrina

RESUMO

Estruturas semicondutoras com alto grau de confinamento, tais como poços quânticos, fios quânticos e pontos quânticos, têm sido de grande interesse, tanto do ponto de vista tecnológico, quanto da pesquisa básica. Pontos Quânticos Auto-Organizados ou SAQDs (do Inglês “Self-Assembled Quantum Dots”) surgem espontaneamente, como consequência do descasamento de rede do material depositado em relação ao substrato, durante o crescimento por MBE. Neste trabalho foram estudadas amostras de Pontos Quânticos através da técnica da fotoluminescência (PL) com variação de temperatura e de potência de excitação. Foram estudadas amostras de SAQDs de InAs, crescidos sobre o GaAs. Também foram crescidos “dots” no interior de um poço quântico de InGaAs (14% de In), sendo esse tipo de heteroestrutura denominada DWELL (dots-in-a-well). As estruturas de QDs foram produzidas através do crescimento contínuo (com diferentes taxas de deposição) e também através de crescimento pulsado, que consiste em ciclos de deposição e intervalo de interrupção. Através da análise dos espectros de PL foi verificado que algumas das amostras de QDs apresentam um comportamento anômalo da energia de PL, da intensidade integrada, e da largura de linha, em função da temperatura, o que pode ser explicado considerando-se as distribuições de tamanho dos “dots”. Em duas amostras de QDs crescidos sobre o GaAs foram identificados dois picos de PL que apresentam um comportamento com a temperatura que pode ser explicado considerando-se uma distribuição bimodal de tamanhos. Para as amostras DWELL foi identificado um pico de PL, atribuído à emissão do estado fundamental de QDs pertencentes à uma distribuição contínua de tamanhos.

Palavras-chave: Pontos. Quânticos. Auto-organizados. BEM. Fotoluminescência..

FRANCHELLO, Flavio. **Photoluminescence study of self-assembled quantum dots of InAs**. 2010. 79 p. Dissertation (Mestrado em Física) – Universidade Estadual de Londrina

ABSTRACT

Semiconductor structures with high confinement degree, such as quantum wells, quantum wires and quantum dots, have been of great interest, both from the technological point of view and for basic research. Self-Assembled Quantum Dots (SAQD`s) appear spontaneously, as a consequence of the lattice mismatch of the material deposited in relation to the substrate, when growing by Molecular Beam Epitaxy (MBE). In this work samples of Quantum Dots were studied by photoluminescence (PL) technique, with variation of temperature and excitation power. Samples of InAs SAQDs, grown on GaAs were studied. Dots within an InGaAs quantum well (14% of In) were also grown, and this kind of heterostructures are called DWELL (dots-in-a-well). The QDs structures were produced through continuous growth (with different deposition rates), as well as by pulsed growth, which consists of cycles of deposition and interruption interval. By analyzing the PL spectra was found that some samples of QDs exhibit an anomalous behavior with temperature of the energy of PL integrated intensity, and line width, wich can be explained considering the size distributions of the "dots". In two samples of QDs grown on GaAs, two PL peaks have been identified, whose behavior with temperature can be explained by considering a bimodal size distribution. For DWELL samples, one peak of PL has been identified, attributed to the emission of the ground state of QDs belonging to a continuous distribution of sizes.

Key-words: Self-assembled quantum dots. MBE. Photoluminescence.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Densidade de Estados para: material “bulk” (3D); Poço Quântico (2D); Fio Quântico (1D); Ponto Quântico (0D).	18
Figura 2.2 – Diagrama que representa a câmara utilizada na técnica de crescimento epitaxial por feixe molecular ^[2.5]	20
Figura 2.3 – Diagrama de fases para o crescimento de filmes tensionados, figura reproduzida da referência ^[2.6]	23
Figura 2.4 – Evolução no diagrama de fases do crescimento de InAs sobre GaAs e sobre $\text{In}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{As}$	24
Figura 2.5 – Ilustração que representa a formação das heteroestruturas: a) Material “bulk” GaAs ou InGaAs; b) Crescimento bidimensional do InAs; c) Formação das ilhas auto-organizadas; d) Crescimento da “cap layer”, aterrando as ilhas de InAs	25
Figura 2.6 – Imagem de AFM ($500 \times 500 \text{ nm}^2$) do InAs depositado sobre GaAs (100) com cobertura excedendo a espessura crítica, figura reproduzida da referência ^[2.7]	26
Figura 2.7 – Absorção e emissão de luz através da criação e aniquilação do par elétron-buraco ^[2.8]	28
Figura 3.1 – Estrutura Cristalina do tipo “zinc-blend”, para o GaAs e o InAs	32
Figura 3.2 – Estrutura de bandas do GaAs, figura reproduzida da referência ^[3.4]	33
Figura 3.3 – Estrutura de bandas do InAs, reproduzido da referência ^[3.5]	34
Figura 3.4 – Energia de “gap” versus parâmetro de rede para diversos materiais semicondutores do grupo III-V, figura reproduzida da referência ^[3.3]	35
Figura 3.5 – Estrutura das amostras de QDs de InAs crescidos sobre o GaAs	37
Figura 3.6 – Estrutura das amostras de QDs de InAs do tipo DWELL	38
Figura 3.7 – Esquema da montagem da técnica de fotoluminescência: 1 – Refrigeração do laser, 2 – Laser Ar+, 3 – Prisma, 4 – Filtro circular giratório, 5 – Filtros de densidade neutra, 6 – Chopper, 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.	40
Figura 4.1	– Espectros de PL das amostras #12, #67, #69, #14 e #15 normalizados obtidos a 12 K e 50 mW.	42
Figura 4.2	– Ajuste por gaussianas dos espectros de PL, obtidos a 12 K e 50 mW, das amostras (a) #12, (b) #67, (c) #69, (d) #14, (e) #15.	44
Figura 4.3	– Diagrama de bandas e valores de energia dos picos: a) amostras de QDs crescido sobre o GaAs; b) amostras de QDs crescido no interior de um Poço de InGaAs (DWELL)	46
Figura 4.4	– Espectros de PL a 12 K com variação de potência de excitação das amostras: a) #12, b) #67 e c) #69.	48
Figura 4.5	– Espectros de PL a 12 K com variação de potência de excitação das amostras: a) #14, b) #15.	49
Figura 4.6	– Espectros de PL das Amostras #12 e #67.	50
Figura 4.7	– Espectros de PL das Amostras #67 e #69.	51
Figura 4.8	– Espectros de PL das Amostras #67 e #15.	52
Figura 4.9	– Espectros de PL das Amostras #69 e #14.	53
Figura 4.10	– Espectros de PL das Amostras #14 e #15.	54
Figura 4.11	– Espectros de PL da amostra #12, com variação de temperatura.	57
Figura 4.12	– Espectros de PL da amostra #67, com variação de temperatura.	58
Figura 4.13	– Espectros de PL da amostra #69, com variação de temperatura.	59
Figura 4.14	– Espectros de PL da amostra #14, com variação de temperatura.	60
Figura 4.15	– Espectros de PL da amostra #15, com variação de temperatura.	61
Figura 4.16	– Gráficos: (a) da intensidade integrada e (b) da posição do pico em função da temperatura, para a amostra #12.	62
Figura 4.17	– Gráficos: (a) da intensidade integrada e (b) da posição do pico em função da temperatura, para a amostra #67.	63
Figura 4.18	– Gráficos: (a) da intensidade integrada e (b) da posição do pico em função da temperatura, para a amostra #69.	64
Figura 4.19	– Gráficos: (a) da intensidade integrada e (b) da posição do pico em função da temperatura, para as amostras #14 e #15.	65
Figura 4.20	– Gráficos da posição em energia dos picos de PL em função da temperatura, para todas as amostras: a) posição dos picos de menor energia, b) posição dos picos de maior energia.	66

Figura 4.21 – Gráficos de: a) largura de linha e b) posição do pico, em função da temperatura, para a amostra #67.....	70
Figura 4.22 – Gráficos de: a) largura de linha e b) posição do pico, em função da temperatura, para a amostra #14.....	71

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Parâmetros de rede para o GaAs e InAs ^[3.3]	32
Tabela 3.2 – Valores para energia de “gap” a 0 K, e parâmetros de Varshni para o GaAs e InAs ^[3.3]	35
Tabela 3.3 – Principais características de crescimento dos QDs	39
Tabela 4.1 – Informações sobre as amostras estudadas	41
Tabela 4.2 – Valores dos parâmetros obtidos do ajuste dos espectros de PL a 12 K e 50 mW	45
Tabela 4.3 – Valores de energia e comprimento de onda, para temperatura ambiente, para as amostras #12, #67, #69, #14 e #15	55

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO GERAL	12
2 PONTOS QUÂNTICOS SEMICONDUTORES	14
2.1 INTRODUÇÃO	14
2.2 CONFINAMENTO QUÂNTICO	14
2.2.1 Níveis de Energia e Densidade de Estados	15
2.3 CRESCIMENTO DE PONTOS QUÂNTICOS AUTO-ORGANIZADOS	19
2.3.1 Técnica de Crescimento por BEM	19
2.3.2 Modos de Crescimento de Filmes Tensionados	21
2.3.3 Pontos Quânticos Auto-Organizados de InAS	23
2.4 PRINCÍPIOS FÍSICOS DA FOTOLUMINESCÊNCIA.....	26
2.5 EMISSÃO EM PONTOS QUÂNTICOS DE INAS	28
3 TÉCNICA EXPERIMENTAL E AMOSTRAS	31
3.1 INTRODUÇÃO	31
3.2 O GAAS, O INAS E O INGAAS “BULK”.....	31
3.3 AMOSTRAS	36
3.4 TÉCNICA DE FOTOLUMINESCÊNCIA.....	39
3.4.1 Sistema Experimental de Fotoluminescência.....	39
4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE	41
4.1 INTRODUÇÃO.....	41
4.2 ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA A BAIXAS TEMPERATURAS	41
4.3 ANÁLISE DOS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA A BAIXAS TEMPERATURAS	43
4.4 ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA COM VARIAÇÃO DE POTÊNCIA	46
4.5 COMPARAÇÃO ENTRE OS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA À TEMPERATURA AMBIENTE	49
4.6 ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA COM VARIAÇÃO DE TEMPERATURA	56
4.7 ANÁLISE DOS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA COM VARIAÇÃO DE TEMPERATURA	62
5 CONCLUSÃO	73
REFERÊNCIAS	77

1 INTRODUÇÃO GERAL

Os efeitos do confinamento quântico ficam evidentes quando o tamanho do sistema é da ordem de grandeza do comprimento de onda de de Broglie ^[1.1]. Existem diversos sistemas semicondutores artificiais confinados: Poços Quânticos, Fios Quânticos e Pontos Quânticos. O confinamento quântico leva a novas propriedades ópticas e optoeletrônicas ^[1.2]. Para o caso dos Pontos Quânticos, que são estruturas que possuem confinamento de portadores nas três direções espaciais, obtêm-se propriedades únicas, não observadas em outras estruturas semicondutoras que possuem confinamento quântico.

Sobre condições particulares de crescimento através de epitaxia por feixes moleculares (MBE), o crescimento de heteroestruturas com alto descasamento de rede resulta na nucleação de ilhas em escala nanométrica, auto-organizadas e coerentes ^[1.3]. O modo de crescimento em que são produzidas as ilhas é conhecido na literatura como modo de crescimento Stranski-Krastanow (modo SK). Essas estruturas, ditas zero-dimensionais, são conhecidas como Pontos Quânticos e, para o caso de serem geradas através da auto organização, recebem o nome de Pontos Quânticos Auto-Organizados (ou no Inglês “Self Assembled Quantum Dots”, conhecidos simplesmente como SAQDs).

Recentemente, um novo tipo de estrutura, os QDs de InAs crescidos no interior de um Poço Quântico de InGaAs, tem sido bastante estudado. Essas estruturas são conhecidas como DWELL (do Inglês “dots-in-a-well”). Com a produção de heteroestruturas do tipo DWELL pode-se obter um aumento considerável na densidade de “dots” presentes na amostra; também é observado um aumento nas dimensões dos “dots” ^[1.4]. Outra vantagem dessas estruturas é a melhor eficiência na captura de portadores. Devido à melhor qualidade cristalográfica das camadas que envolvem os QDs, a emissão de fotoluminescência das amostras pode ser melhorada. Assim o estudo das propriedades ópticas dos DWELL, tal como o entendimento de como os parâmetros mudam com a variação da temperatura ^[1.5], se torna muito importante para a possibilidade da implementação de novos dispositivos optoeletrônicos baseados em “dots” que operam à temperatura ambiente.

Os QDs têm atraído muita atenção devido à sua aplicabilidade em dispositivos LASERs ^[1.6]. Os LASERs semicondutores baseados em QDs exibem muitas vantagens, como a baixa densidade de corrente limiar, alto ganho, alta eficiência quântica e alta temperatura característica ^[1.7]. Outros dispositivos tem sido produzidos, tal como

fotodetectores de QDs na região do infravermelho (QDIP)^{[1.8][1.9]}, que tem como vantagem a sua operação com incidência normal.

A espectroscopia de fotoluminescência (PL) tem sido a técnica de caracterização óptica mais utilizada no estudo de SAQDs^[1.10]; isso ocorre porque a PL é uma técnica de caracterização não destrutiva e a realização de medidas é relativamente simples, não necessitando de nenhuma preparação especial das amostras.

Neste trabalho serão estudadas, através de medidas de PL, amostras de SAQDs de InAs. Essas amostras são divididas em dois conjuntos de amostras. No primeiro conjunto temos os QDs de InAs crescidos sobre o GaAs, que são ditos QDs convencionais. No segundo conjunto temos os QDs crescidos no interior de um Poço Quântico de InGaAs (DWELL). Em todas as amostras são depositadas 2,4 monocamadas de InAs e o que as diferencia é a taxa de deposição. Basicamente, têm-se três formas diferentes de deposição: 1) taxa convencional (aproximadamente 0,1 monocamadas por segundo), 2) taxa lenta (aproximadamente um décimo da taxa convencional), 3) forma pulsada (que consiste em ciclos formados por deposição contínua seguida de um intervalo de deposição).

Este trabalho será apresentado da maneira descrita a seguir. No capítulo 2 será discutida a importância de sistemas confinados e o resultado do confinamento quântico na densidade de estados; em seguida temos uma descrição sobre o crescimento de filmes tensionados e a formação de pontos quânticos auto-organizados de InAs. Nesse capítulo também serão discutidos os princípios físicos envolvidos na técnica de fotoluminescência, finalizando com a descrição de algumas propriedades importantes da emissão de QDs de InAs. No capítulo 3 temos uma descrição das principais propriedades dos materiais estudados assim como a descrição das amostras estudadas nesta dissertação. Neste capítulo também será apresentada a descrição da montagem experimental utilizada na técnica de fotoluminescência. No capítulo 4 serão apresentados, analisados e discutidos os espectros de fotoluminescência (PL) obtidos com variação de temperatura e potência. O capítulo 5 é dedicado às conclusões gerais e à apresentação das possíveis extensões deste trabalho.

2 PONTOS QUÂNTICOS SEMICONDUTORES

2.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo será discutida a importância do efeito do confinamento quântico, apresentando os níveis de energia e a densidade de estados para sistemas confinados, em seguida será realizada uma discussão sobre o crescimento de filmes tensionados e também será mostrado como são formados os Pontos Quânticos Auto-Organizados através da técnica de MBE. Neste capítulo também será discutido os princípios físicos da técnica de fotoluminescência e apresentados algumas propriedades da emissão dos QDs de InAs.

2.2 CONFINAMENTO QUÂNTICO

Quando um poço quântico ou outra sistema têm o seu tamanho reduzido para dimensões da ordem do comprimento de onda de de-Broglie são observados efeitos de confinamento quântico ^[2.1]. A restrição do movimento dos portadores (elétrons e buracos) pode ser dada de diferentes maneiras: para a restrição do movimento em um plano (x-y, por exemplo) tem-se o Poço Quântico; para o movimento restrito em uma direção (x, por exemplo) tem-se o Fio Quântico; para o caso onde os portadores estão confinados nas três direções espaciais tem-se o Ponto Quântico. Os efeitos do confinamento resultam na quantização dos níveis energia e também levam à mudanças na densidade de estados.

A seguir serão apresentadas com maiores detalhes as diferenças entre o material volumétrico (“bulk”) e os sistemas confinados, com relação ao espectro de energia e a densidade de estados.

2.2.1 Níveis de Energia e Densidade de Estados:

Utilizando a aproximação de massa efetiva, podemos utilizar a equação de Schrödinger mostrada na Equação (1) a seguir, para obter as auto-energias do sistema ^[2.2].

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(\vec{r}) \right) \Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}) = E_{n\vec{k}} \Psi_{n\vec{k}}(\vec{r}), \quad (1)$$

onde \hbar é a constante de Plank, m^* é a massa efetiva do elétron (ou buraco), $V(\vec{r})$ é o potencial, $\Psi_{n\vec{k}}(\vec{r})$ é a função de onda que descreve o elétron (ou buraco) e $E_{n\vec{k}}$ é energia.

Cada sistema tem um potencial diferente, levando a diferentes sistemas confinados. A seguir temos as expressões para as auto-energias e também para a densidade de estados ^[2.2], para cada sistema.

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 .

i) Material “Bulk” (3D):

Para um material “bulk” a partícula possui o movimento livre nas três direções espaciais. As auto-energias referentes a esse sistema são dadas pela expressão a seguir ^[2.3]:

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}, \quad (2)$$

onde $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. Esse sistema apresenta um espectro de energia contínuo, semelhante ao de uma partícula livre.

A partir das auto-energias é possível determinar a densidade de estados, que é dada pela Equação (3), a seguir ^[2.2]:

$$\rho_{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_0} \quad (3)$$

Assim, pode se notar que para um sistema 3D a densidade de estados é proporcional à raiz quadrada da energia.

ii) *Poço Quântico (2D):*

Para o Poço Quântico, o movimento é confinado em uma das direções espaciais e é livre nas outras duas, formando um sistema do tipo 2D. As auto-energias desse sistema (para o caso de barreiras infinitas) são dadas pela Equação (4), a seguir ^[2.2].

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m^*} + E_{nz} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_{//}^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right], \quad (4)$$

onde $k_{//}^2 = k_x^2 + k_y^2$. Para um sistema 2D o espectro de energia é dado da seguinte maneira: uma parte é contínua, referente ao movimento no plano x-y, que é proporcional à $k_{//}^2$, e a outra parte, referente ao movimento confinado em z, é discreta, sendo proporcional à n_z^2 , onde n_z é um número inteiro, maior do que zero.

A partir das auto-energias é possível determinar a densidade de estados, que é dada pela Equação (5), a seguir ^[2.2].

$$\rho_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} \sum_n Y(E - E_n) \quad (5)$$

Para esse sistema a densidade de estados é proporcional à uma função do tipo degrau, sendo essa função definida por ^[2.4]:

$$Y(E - E_n) = \begin{cases} 1 & \text{se } E > E_n \\ 0 & \text{se } E < E_n \end{cases} \quad (6)$$

iii) *Fio Quântico (1D)*:

No caso do Fio Quântico, o movimento é confinado em duas direções espaciais, e é livre em uma, formando um sistema do tipo 1D. As auto-energias desse sistema são dadas pela Equação (7), a seguir ^[2.2].

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + E_{ny} + E_{nz} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[k_x^2 + \left(\frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right] \quad (7)$$

As auto-energias para o sistema 1D possui uma parte contínua, que é referente ao movimento no eixo x, e também tem a parte referente ao confinamento, que é proporcional à n_y^2 e n_z^2 , onde n_y e n_z são números inteiros, maiores que zero.

A partir das auto-energias do sistema é possível determinar a densidade de estados, que é dada pela Equação (8), a seguir ^[2.2]:

$$\rho_{1D}(E) = \frac{1}{\pi \hbar} \sum_n \sqrt{\frac{m^*}{2(E - E_0)}} \quad (8)$$

Assim vê-se que para o fio quântico a densidade de estados é proporcional ao inverso da raiz quadrada da energia.

iv) *Ponto Quântico (0D)*:

Para o ponto quântico movimento é totalmente confinado e assim tem-se um sistema 0D, sendo o movimento de portadores está localizado em um ponto. As auto-energias do sistema são dadas pela Equação (9), a seguir ^[2.2].

$$E(k) = E_{nx} + E_{ny} + E_{nz} = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left[\left(\frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 + \left(\frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right] \quad (9)$$

Devido ao fato de que o movimento é confinado nas três direções espaciais, os níveis de energia são discretos.

A partir das auto-energias do sistema é possível determinar a densidade de estados, que é dada pela Equação (10), a seguir [2,2]:

$$\rho_{0D}(E) = 2 \sum_n \delta(E - E_n) \quad (10)$$

Para esse sistema 0D, a densidade de estados é dada por uma somatória de funções do tipo delta de Dirac, sendo uma para cada nível de energia.

Na Figura 2.1, a seguir, está representado o comportamento da função da densidade de estados para cada sistema.

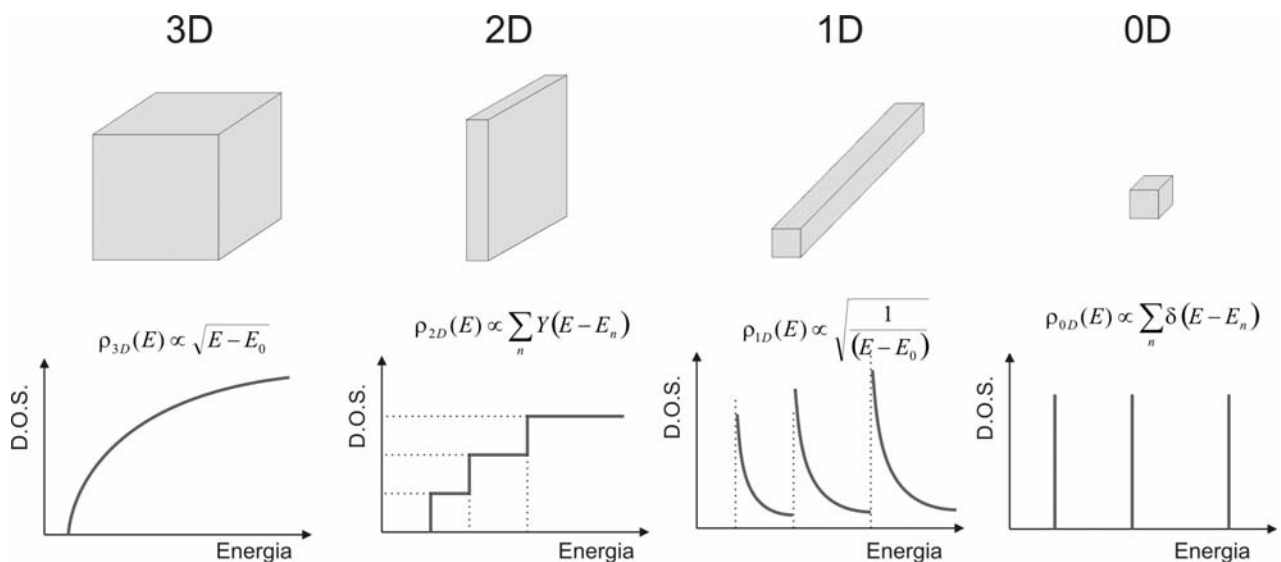


Figura 2.1 – Densidade de Estados para: material “bulk” (3D); Poço Quântico (2D); Fio Quântico (1D); Ponto Quântico (0D).

São os efeitos de confinamento quântico que tornam as estruturas semicondutoras interessantes tanto do ponto de vista da aplicação em dispositivos ópticos e eletrônicos como também do ponto de vista da pesquisa básica. É a partir do confinamento que temos a possibilidade de ajustar os níveis de energia das estruturas. Como foi mostrado anteriormente, o ponto quântico, sistema de interesse para esse trabalho, possui um sistema de níveis de energia totalmente discretos e as modificações energéticas causadas pelo confinamento levam a uma densidade de estados do tipo delta de Dirac. Assim, se pudermos controlar e compreender os processos físicos que estão por trás da formação dos Pontos

Quânticos, será possível confeccionar dispositivos ópticos específicos, visando certa faixa de energia.

2.3 CRESCIMENTO DE PONTOS QUÂNTICOS AUTO-ORGANIZADOS

O crescimento heteroepitaxial de estruturas altamente tensionadas, através da técnica de MBE, possibilita a produção de ilhas em escala nanométricas com uma distribuição de tamanhos muito estreita. Isso ocorre quando H monocamadas (ou ML, do Inglês “monolayers”) de átomos são depositadas em um substrato, que tem parâmetro de rede diferente do parâmetro de rede desse filme. Para uma pequena cobertura ocorre a formação de um filme pseudomórfico (que é quando a camada tensionada que está sendo depositada forma um filme bidimensional), até o limite de uma dada espessura crítica (H_c), sendo que para espessuras maiores do que H_c ocorre a formação de ilhas livres de deslocamento sobre o substrato. Devido ao tamanho reduzido e também a sua uniformidade, essas ilhas, que são conhecidas como ilhas auto-organizadas, podem ser utilizadas para o confinamento tridimensional de elétrons (e buracos).

No tópico seguinte (2.3.1) será apresentada uma breve descrição do funcionamento da técnica de MBE, e, no tópico 2.3.2, será feita uma descrição detalhada dos modos de crescimento possíveis utilizando o crescimento epitaxial descrito.

2.3.1 Técnica de Crescimento por MBE

O crescimento de cristais semicondutores pela técnica de MBE (“Molecular Beam Epitaxy”) ocorre em uma câmara de alto-vácuo (Fig. 2.2), onde os feixes de átomos, gerados termicamente, incidem sobre um substrato; no caso da amostra utilizada neste trabalho o substrato é de GaAs. Os elementos de alta pureza (tais como Ga, In, As, Al, Si e Be), colocados nas células térmicas de efusão, são evaporados, gerando feixes atômicos que estão direcionados para o substrato. Devido à baixa pressão no ambiente de crescimento ($\approx 10^{-7}$ Torr durante o crescimento), o livre caminho médio dos átomos corresponde a 50 m, valor este muito maior que as dimensões da câmara, de maneira que choques entre os átomos

do feixe molecular e elementos residuais da atmosfera são desprezíveis. A dinâmica de crescimento ocorre em duas etapas: a primeira consiste na adesão dos átomos incidentes à superfície do cristal (substrato); a segunda, no rearranjo dos elementos depositados através de movimentos superficiais a fim de atingir um ponto de estabilidade na rede. Esses processos dependem da espécie química a ser incorporada, da temperatura e das condições superficiais do substrato. O controle e calibração destes parâmetros são essenciais para se obter heteroestruturas com interfaces abruptas ^[2.5].

O fluxo dos elementos é controlado através de obturadores de acionamento mecânico. O tempo de acionamento é da ordem de décimos de segundo, o que possibilita o crescimento de interfaces de alta qualidade. A temperatura de cada célula de efusão é controlada separadamente para levar-se em conta as diferentes propriedades termodinâmicas de cada elemento e para atingir um controle preciso do fluxo.

A Figura 2.2, a seguir, representa esquematicamente a câmara utilizada na técnica de MBE.

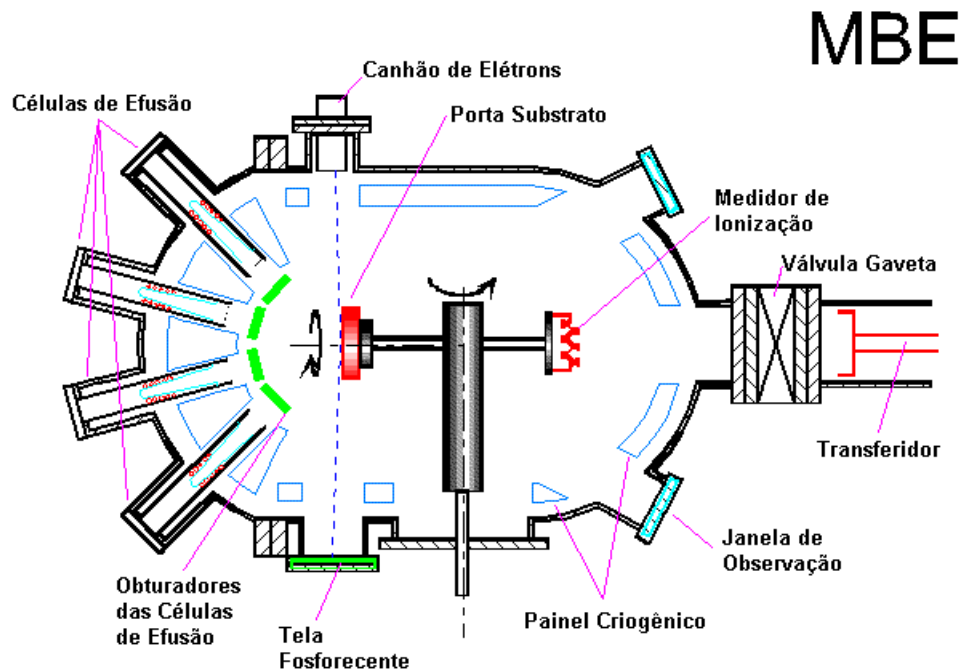


Figura 2.2 – Diagrama que representa a câmara utilizada na técnica de crescimento epitaxial por feixe molecular ^[2.5].

2.3.2 Modos de Crescimento de Filmes Tensionados

Daruka e colaboradores^[2.6], baseados em um modelo de balanço energético, propuseram um diagrama de fase para representar os possíveis modos de crescimento em sistemas tensionados. A seguir será feita uma breve descrição do modelo que resulta nos modos de crescimento, de acordo com o artigo citado anteriormente.

Serão consideradas H monocamadas de um átomo A com parâmetro de rede d_A que são depositadas sobre um substrato B com parâmetro de rede d_B . Devido ao descasamento de rede ε (que é definido como: $\varepsilon = (d_A - d_B)/d_B$), é esperado que uma certa fração de átomos A forma um filme bidimensional (“wetting film”) com n_1 monocamadas e o restante do material ($H - n_1$ monocamadas) formam as ilhas tridimensionais com a quantidade de material n_2 . Com base nesses parâmetros temos na Fig 2.3 o diagrama de fases.

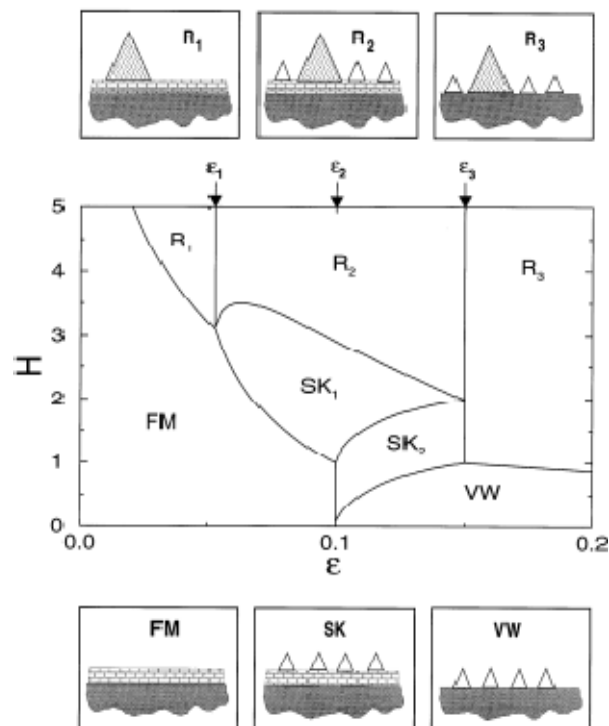


Figura 2.3 – Diagrama de fases para o crescimento de filmes tensionados, figura reproduzida da referência^[2.6].

A seguir serão descritos os modos de crescimentos presentes no diagrama de fase da Fig. 2.3.

i.Modos FM: Conhecido como modo de crescimento Frank – van der Merve, é o crescimento de um filme 2D livre de formação de ilhas. Neste modo tem-se que $n_2=0$ e $n_1=H$, o que mostra que todo material depositado é utilizado para a formação do “wetting film”. Esse modo continua até que seja atingido um $H_{c1}(\varepsilon)$ que é o limite em que ocorre a transição para o modo R_1 ou SK_1 .

ii.Modos R_1 : Neste modo, com deposição acima de $H_{c1}(\varepsilon)$, e para $0 < \varepsilon < \varepsilon_1$, formam-se, por meio de deslocamentos, ilhas tridimensionais relaxadas sobre a camada depositada anteriormente (pelo modo FM); assim tem-se que $n_2=0$ e $0 < n_1 < H$, onde n_1 é diferente de H porque o crescimento não é totalmente coerente.

iii.Modos SK_1 : O modo SK_1 também é conhecido como modo de crescimento Stranski-Krastanow. Para deposição acima de $H_{c1}(\varepsilon)$, e para $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_2$, a formação de ilhas tridimensionais livres de deslocamento. Para esse modo o material depositado é dividido entre o “wetting film” (ou também conhecido como “wetting layer”) e as ilhas; assim tem-se que $n_1 + n_2 = H$. Para uma espessura crítica $H_{c1}(\varepsilon)$ os tamanhos das ilhas vão de zero (fase FM) para um valor finito ($x_0(H, \varepsilon)$). É previsto que para o modo SK_1 , n_1 , n_2 , x_0 e a densidade das ilhas sejam funções contínuas da quantidade de material depositado H e do descasamento de rede ε . Devido à interação ilha-ilha, a “wetting layer” continua a ter um crescimento. Esse modo de crescimento é o responsável pela formação dos Pontos Quânticos Auto-Organizados que serão estudados neste trabalho.

iv.Modos R_2 : Para este modo as ilhas coerentes (ilhas livres de deslocamento produzidas no modo SK_1) evoluem até um tamanho máximo; sendo que acima deste valor começam a aparecer ilhas relaxadas, que coexistem com as ilhas formadas anteriormente no modo SK_1 . Devido ao fato de existirem ilhas relaxadas, temos que: $n_1 + n_2 < H$.

v.Modos VW: Para um grande descasamento de rede ($\varepsilon < \varepsilon_2$) e para deposições pequenas ($H < H_{c1}(\varepsilon)$), todo material depositado é utilizado na formação de ilhas finitas, ou seja, temos que $n_2 = H$ e $n_1 = 0$. Por causa do grande descasamento de rede, neste modo de crescimento não é observada a formação do “wetting film”, e as ilhas são formadas diretamente sobre o substrato.

vi. Modo SK₂: Para o e descasamento de rede $\varepsilon_2 < \varepsilon < \varepsilon_3$, e para deposição acima de $H_{c4}(\varepsilon)$, é atingida a fase SK₂. A diferença entre o modo SK₁ e o SK₂, é que nesta fase temos presentes as ilhas formadas no modo VW, e após a espessura crítica $H_{c4}(\varepsilon)$ a formação de ilhas cessa, dando lugar à formação de uma camada bidimensional. O crescimento 2D prossegue até cerca de 2MC e após isso voltam a ser formadas as ilhas.

vii. Modo R₃: Esse modo começa quando $\varepsilon < \varepsilon_3$ e com uma deposição acima da espessura $H_{c4}(\varepsilon)$, onde temos que $n_1 = 0$ e $0 < n_2 < H$, indicando a formação de ilhas relaxadas através da introdução de deslocamentos.

2.3.3 Pontos Quânticos Auto-Organizados de InAs

No tópico anterior foram discutidas quais as condições necessárias para a formação dos SAQDs (espessura crítica e descasamento de rede) através do modo de crescimento SK. Como neste trabalho serão estudados QDs de InAs crescidos sobre GaAs ou crescidos sobre a liga InGaAs (14% de In), iremos apresentar os valores de descasamento de rede e mostrar os modos de crescimento presentes ao longo da deposição das camadas que formam os QDs.

Para o InAs depositado sobre o GaAs temos que o descasamento de rede é dado por:

$$\varepsilon = \frac{d_{InAs} - d_{GaAs}}{d_{GaAs}} = \frac{6,0584 - 5,6533}{5,6533} = 0,072, \quad (11)$$

e para o InAs depositado sobre o InGaAs (14% de In) temos que o descasamento de rede é dado por:

$$\varepsilon = \frac{d_{InAs} - d_{InGaAs}}{d_{InGaAs}} = \frac{6,0584 - 5,710}{5,710} = 0,061. \quad (12)$$

A partir desses valores de descasamento de rede podemos representar no diagrama de fases, mostrado na Fig. 2.3, como ocorre o crescimento do InAs para essas duas situações. A Figura 2.4, a seguir, representa o crescimento dessas heteroestruturas.

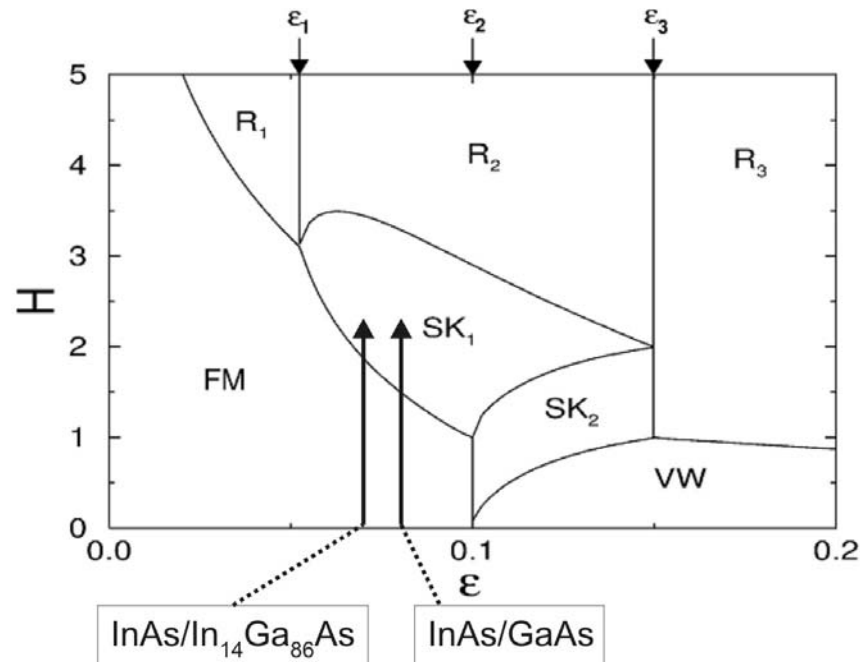


Figura 2.4 – Evolução no diagrama de fases do crescimento de InAs sobre GaAs e sobre $\text{In}_{0,14}\text{Ga}_{0,86}\text{As}$.

Analisando a Figura 2.4 observa-se que o crescimento do InAs inicia-se pelo modo FM, tendo-se a formação de um filme bidimensional. O crescimento continua nesse modo até se atingir uma espessura crítica onde ocorre a transição para o modo SK. Nota-se que essa espessura crítica é dependente do descasamento de rede ϵ , e assim, para o caso do InAs depositado sobre o InGaAs (14% In) a espessura crítica é maior do que para o caso do InAs depositado sobre o GaAs. Isso ocorre porque o descasamento de rede está relacionado com a tensão que a rede vai sofrer, e para um maior descasamento temos uma tensão maior o que leva ao início da nucleação de ilhas a partir de uma espessura menor. Portanto, a partir dessa espessura crítica irá ocorrer a formação de ilhas auto-organizadas, que ocorre quando se inicia o modo de crescimento SK.

Na Figura 2.5, a seguir, temos uma ilustração de como ocorre o crescimento do InAs e a formação dos Pontos Quânticos Auto-Organizados.

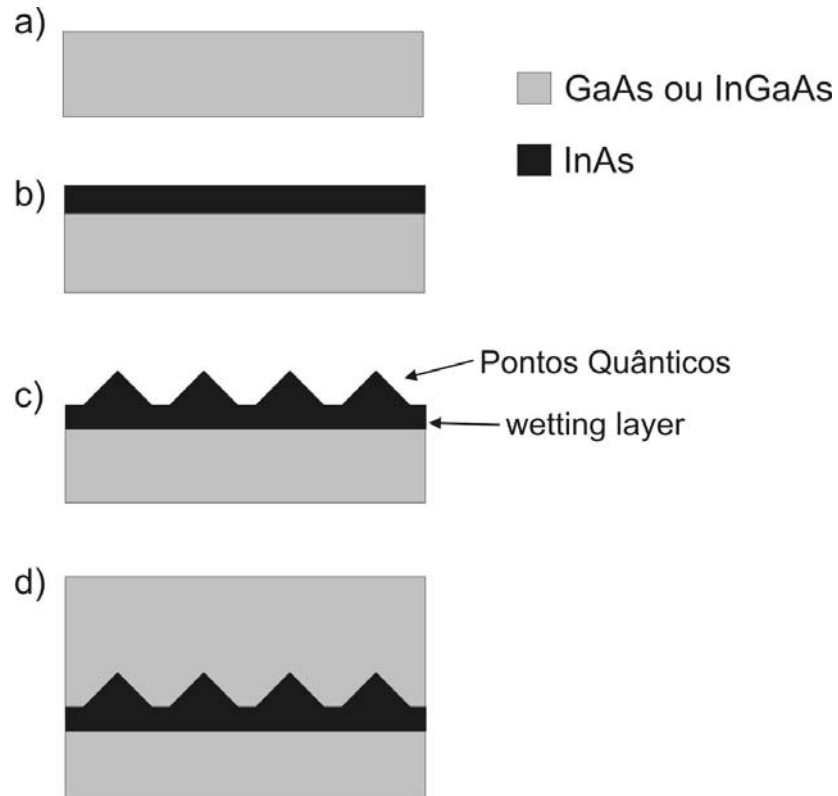


Figura 2.5 – Ilustração que representa a formação das heteroestruturas: a) Material “bulk” GaAs ou InGaAs; b) Crescimento bidimensional do InAs; c) Formação das ilhas auto-organizadas; d) Crescimento da “cap layer”, aterrando as ilhas de InAs.

Na Figura 2.5 temos: a) inicialmente tem-se o material (GaAs ou InGaAs (14% In)) onde serão crescidas as estruturas; em (b) ocorre o início do crescimento bidimensional do InAs pelo modo FM; em (c) tem-se a formação dos SAQDs de InAs, sobre uma camada bidimensional de InAs denominada “wetting layer”, e finalmente tem-se o crescimento de uma camada (de GaAs ou de InGaAs (14% In)) que “enterra” os QDs proporcionando o confinamento. Portanto temos representado na Fig. 2.5, como ocorre a transição do crescimento bidimensional para o crescimento tridimensional, em que ocorre a formação de ilhas.

Resumindo, o processo de auto-organização gera ilhas tridimensionais de tamanho reduzido (da ordem de nanômetros) sobre uma fina camada de material que forma a ilha (InAs, no caso deste trabalho). Essa estrutura é envolvida por um material de parâmetro de rede menor e energia de “gap” maior (GaAs ou a liga InGaAs (14% de In)), proporcionando o confinamento quântico de portadores.

Na Figura 2.6 a seguir temos uma imagem de AFM de uma estrutura de QDs sem a deposição da “cap layer”. Nesta figura temos QDs de InAs crescidos sobre o GaAs [2.6].

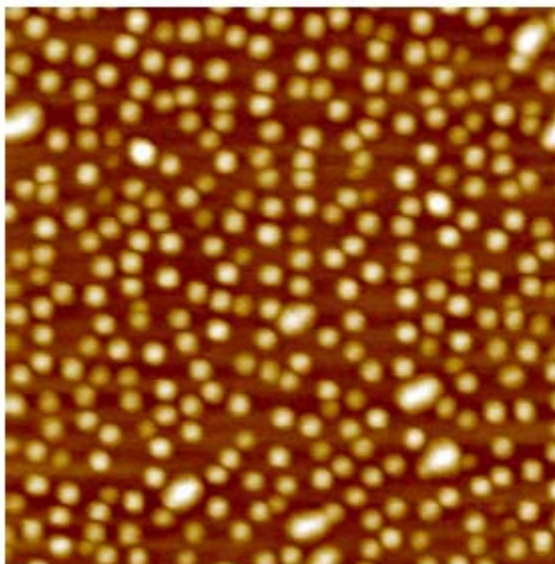


Figura 2.6 – Imagem de AFM ($500 \times 500 \text{ nm}^2$) do InAs depositado sobre GaAs (100) com cobertura excedendo a espessura crítica, figura reproduzida da referência [2.7].

O que se pode obter a partir das análises de AFM [2.11] é que as ilhas possuem diâmetro da ordem de algumas dezenas de nanômetros e altura de alguns nanômetros. Outro fator importante é a dispersão em torno de um tamanho médio das ilhas. Essa dispersão depende diretamente das condições de crescimento dos QDs, podendo ser da ordem de 10% em relação ao tamanho médio.

Neste trabalho foi estudado como as diferentes condições de crescimento levam a diferentes propriedades ópticas, sendo estas propriedades ligadas intimamente à estrutura dos QDs. No tópico seguinte discutiremos os princípios físicos da técnica experimental utilizada

2.4 PRINCÍPIOS FÍSICOS DA FOTOLUMINESCÊNCIA

Existem diversas técnicas de espectroscopia óptica, onde se destacam a fotoluminescência (PL), a fotoluminescência de excitação (PLE) e a fotorefletância (PR). Tais

técnicas podem fornecer informações importantes para o estudo e a caracterização de um determinado material ou heteroestrutura semicondutora como, por exemplo, o “gap” de energia, a qualidade da amostra (condições cristalográficas, etc.), a natureza e a concentração de impurezas, etc. Essas técnicas têm sido bastante utilizadas no estudo das propriedades de materiais e de heteroestruturas semicondutoras, por serem técnicas não destrutivas e por não requererem preparação especial da amostra.

A PL permite estudar a radiação eletromagnética emitida pelo material, proveniente de processos de recombinação, quando o material é excitado por radiação eletromagnética de energia maior do que o seu “gap” de energia.

A 0 K um semicondutor puro comporta-se como um material isolante, pois nesta condição todos os elétrons estão na banda de valência e não possuem energia suficiente para vencer a do “gap” de energia entre o topo dessa banda e o mínimo da banda de condução. Contudo, se o material for excitado com radiação eletromagnética de energia maior que esse “gap” ($\hbar\omega > E_g$), os elétrons receberão energia suficiente para que sejam promovidos da banda de valência para estados excitados na banda de condução. Assim, a absorção de luz gera pares elétron-buraco ($e - h$), fazendo com que o material semicondutor fique em um estado excitado. O estado fundamental tende a ser restabelecido naturalmente com a emissão da energia excedente, o que pode ocorrer basicamente em duas etapas: *i*) relaxação dos elétrons e buracos para o fundo da banda de condução e topo da banda de valência, respectivamente, através da emissão de fônons e *ii*) emissão radiativa com energia correspondente à diferença de energia entre as duas bandas, $\hbar\omega_{PL}$, através da recombinação do par elétron-buraco ($e - h$) (Figura 2.7).

A Figura 2.7 mostra um diagrama ilustrativo da criação e recombinação de pares $e - h$ através da técnica de PL. A luz incidente no material com energia $\hbar\nu_{ex}$ promove elétrons da BV para a BC, gerando o par $e - h$. Após a formação dos pares $e - h$, através da absorção de luz, tanto os elétrons quanto os buracos foto-criados tendem a relaxar para os respectivos estados de mais baixa energia. Porém, como são portadores de carga, eles sofrem interação coulombiana e podem formar um estado ligado que se denomina éxciton. A energia de ligação coulombiana entre essas duas cargas nos materiais volumétricos III-V é da ordem de alguns meV (~ 5 meV para o GaAs) ^{[3.1][3.2]}. Essa energia é relativamente pequena e temperaturas da ordem de 60 K fazem com que a energia de vibração dos átomos da rede cristalina quebre o vínculo entre o elétron e o buraco. No caso de Poços Quânticos o confinamento dos portadores de carga no poço obriga-os a permanecerem mais próximos,

implicando em um aumento da interação coulombiana entre esses portadores de carga (elétrons e buracos), de tal modo que o raio do éxciton diminui em relação ao material “bulk” e a energia de ligação excitônica aumenta. No caso dos semicondutores de “gap” direto a recombinação entre o par $e - h$ se dá verticalmente no espaço dos momentos e pode ocorrer diretamente entre o mínimo de energia da BV e o topo da BC, sendo que o excesso de energia $\hbar\nu_{PL}$ é emitido na forma de radiação eletromagnética.

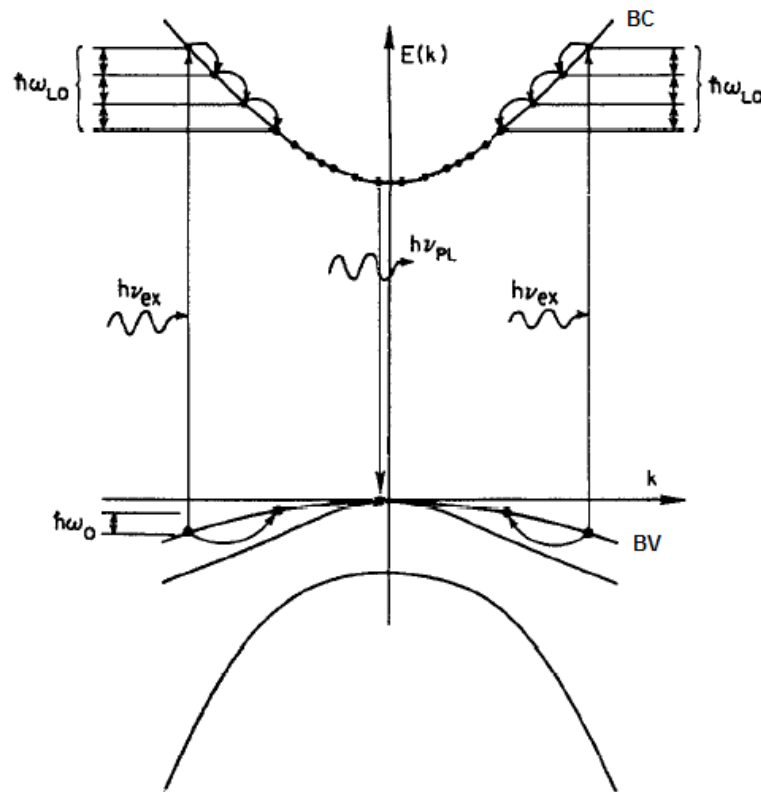


Figura 2.7 – Absorção e emissão de luz através da criação e aniquilação do par elétron-buraco ^[2.8].

2.5 EMISSÃO EM PONTOS QUÂNTICOS DE InAs

O confinamento nas três direções espaciais, proporcionado pelos QDs, leva a características únicas na sua emissão, que não são observadas em outros tipos de heteroestruturas.

Estruturas confinadas que possuem estados contínuos em uma das direções (poços quânticos e fios quânticos) apresentam um processo de termalização mais rápido, quando comparados com os Pontos Quânticos. A termalização mais lenta em estruturas zero-

dimensionais ocorre devido ao fato de que o espectro de energia é totalmente discreto, limitando a quantidade e a energia dos fônons presentes no processo de termalização. A limitação do processo de termalização, presente nesse sistema com níveis totalmente discretos e densidade de estados discreta, é conhecida na literatura como “phonon bottleneck” (“afunilamento de fônons”) [2.9] [2.10]. Também são propostos outros processos de recombinação eficientes que envolvem múltiplos fônons [2.11]. A termalização mais lenta leva a menores taxas de relaxação nos processos de transição intra-banda (transição entre os sub-níveis dos QDs) e, assim, é possível observar sinal de fotoluminescência proveniente da transição via estado excitado nos QDs. Isso acontece porque a termalização mais lenta possibilita que o par elétron-buraco se recombinem a partir do estado excitado, antes de atingir o estado fundamental. Medidas de PL podem mostrar a presença de pelo menos um estado excitado em QDs mesmo para baixas potências de excitação [2.12] [2.13].

Em QDs, é verificada uma energia de transição do estado fundamental da ordem de 1,05 eV [2.14], muito mais alta do que a energia de “gap” do InAs (0,42 eV), material que forma os QDs, um dos motivos, além do confinamento quântico, é a alta tensão interna presente nos QDs, originada pela diferença de parâmetro de rede entre o material que forma os “dots” e o substrato. Isso mostra que a tensão interna leva a grandes alterações na estrutura eletrônica dos QDs, não sendo possível o cálculo dos níveis de energia utilizando simplesmente a aproximação de massa efetiva.

Grundman e colaboradores [2.15], através de cálculos teóricos da estrutura eletrônica dos QDs, encontraram os seguintes valores para as energias de emissão de um “dot” piramidal com base de 12 nm de comprimento: 1,07 eV para o estado fundamental e 1,15 eV para o estado excitado. Assim tem-se, para o caso desse cálculo teórico, que a diferença em energia do estado fundamental e estado excitado é de 80 meV.

Diversos trabalhos [2.12] [2.13] mostram, através de medidas de PL com variação de temperatura, que os QDs de InAs possuem uma boa estabilidade térmica, tendo emissão mesmo à temperatura ambiente. Isso mostra que a técnica da auto-organização utilizada na produção dos QDs de InAs é eficiente na produção de amostras com uma boa eficiência óptica e com a presença de poucos centros de recombinação não-radiativos. A estabilidade térmica dos SAQDs é um fator fundamental para sua aplicação como meio ativo de dispositivos optoeletrônicos.

Outra característica importante da emissão dos QDs é que a largura de linha é relativamente grande (da ordem 50-80 meV). A largura de linha na emissão dos QDs tem a seguinte explicação: como existe uma grande quantidade de “dots” e eles possuem dimensões

ligeiramente diferentes, ao longo de uma distribuição, tem-se uma emissão de todo o conjunto de “dots” com energias ligeiramente diferentes, gerando uma largura de linha total muito maior do que a de um único QD. Medidas de PL em um único QD ^[2.16] mostram que a largura de linha de sua emissão é da ordem de μeV .

3 AMOSTRAS E TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

3.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão apresentados os materiais semicondutores de importância para esse trabalho, o InAs, GaAs e a liga semicondutora InGaAs, e também será apresentada a montagem experimental da técnica de fotoluminescência (PL), utilizada nas medidas realizadas neste trabalho. Neste capítulo também serão apresentadas as cinco amostras de SAQDs estudadas.

3.2 O GAAS, INAS E O INGAAS “BULK”

Os compostos binários GaAs e InAs fazem parte do grupo dos semicondutores III-V, e são de grande importância tanto do ponto de vista da pesquisa básica, quanto do ponto de vista de aplicações tecnológicas. A seguir serão apresentadas as principais propriedades dos binários GaAs e InAs e da liga InGaAs.

A seguir será mostrado a estrutura cristalina dos materiais estudados, e alguns parâmetros relacionados a ela.

i) Estrutura Cristalina:

O InAs e o GaAs cristalizam-se com uma estrutura do tipo “zinc-blend”^[3.1]^[3.2]. Essa estrutura consiste em duas redes do tipo fcc (do inglês “face centered cube”) interpenetradas, sendo uma deslocada da outra por um fator de $\frac{1}{4}$ do parâmetro de rede na direção (111), ao longo da diagonal principal do cubo fundamental.

Na figura 3.1, a seguir, temos uma representação da estrutura “zinc-blend”.

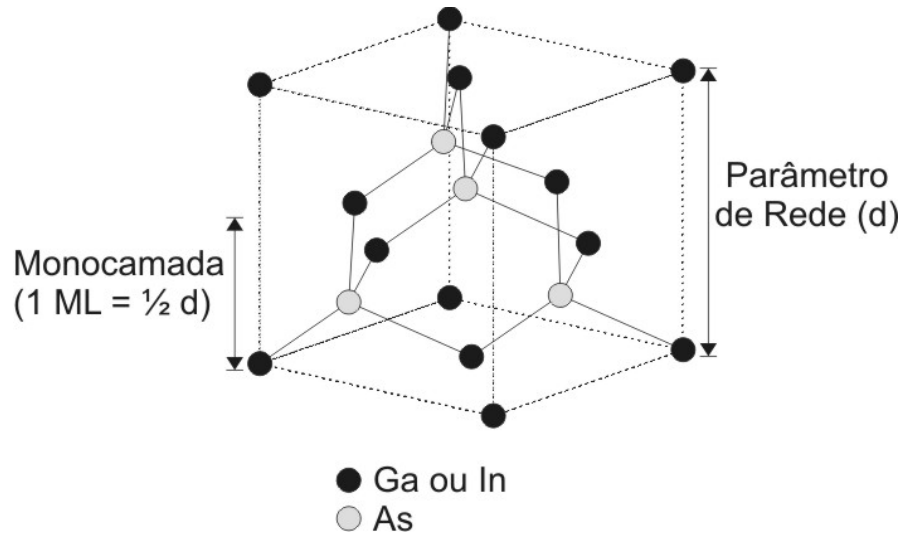


Figura 3.1. – Estrutura Cristalina do tipo “zinc-blend”, para o GaAs e o InAs.

O parâmetro de rede é dado pelo comprimento da aresta do cubo fundamental e uma monocamada (ou ML, do Inglês “Monolayer”) é a metade de um parâmetro de rede, como mostrado na Figura 3.1.

O GaAs e o InAs cristalizam-se com a mesma estrutura “zinc-blend”, como mostrado na Figura 3.1, mas possuem parâmetros de rede diferentes. Os valores dos parâmetros de rede são mostrados na tabela a seguir:

Tabela 3.1 – Parâmetros de rede para o GaAs e InAs^[3.3]

	Parâmetros de rede Å
GaAs	5,6533
InAs	6,0584

Para encontrar o parâmetro de rede de uma liga utilizamos a equação a seguir^[3.2]:

$$d_{Liga} = xd_A + (1 - x)d_B \quad (10)$$

Para o InGaAs com 14% de In, material estudado neste trabalho, o parâmetro de rede pode ser calculado utilizando a Eq. 10 e os valores mostrados na Tabela 3.1, assim tem-se:

$$d_{InGaAs} = 0,14.d_{InAs} + 0.86.d_{GaAs} = 5,710 . \quad (11)$$

A seguir serão apresentadas algumas propriedades energéticas dos materiais estudados.

ii) Estrutura de bandas:

Nas Figuras 3.2 e 3.3, a seguir, estão mostradas as estruturas de banda eletrônica do GaAs e do InAs, respectivamente. Uma propriedade importante é que o mínimo da banda de condução (BC) e o máximo da banda de valência (BV) estão localizados no mesmo ponto de alta simetria Γ ($\vec{k} = 0$) da zona de Brillouin.

Na Figura 3.2, a seguir, temos a estrutura de banda para o GaAs.

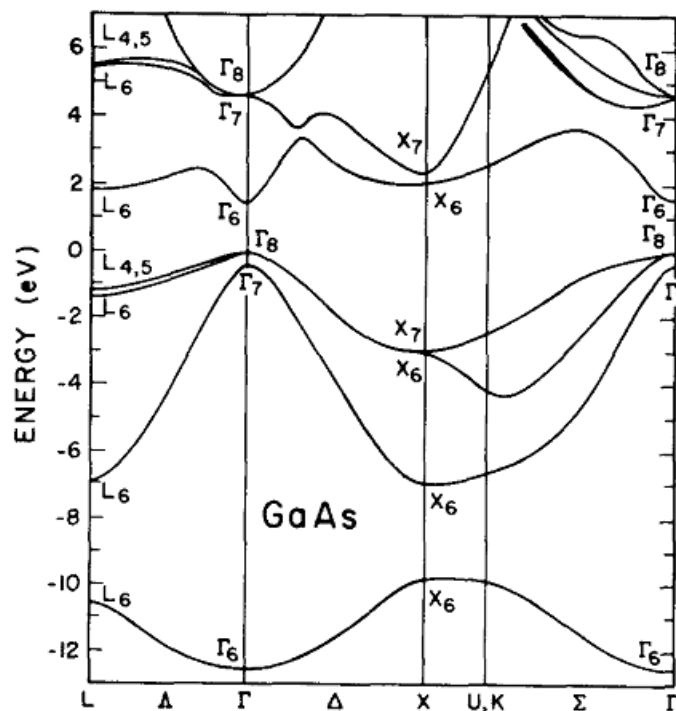


Figura 3.2 – Estrutura de bandas do GaAs, figura reproduzida da referência [3.4]

Através de cálculos utilizando um esquema de pseudo-potencial não localizado é obtida a estrutura de bandas do InAs. Similar ao GaAs, no InAs o mínimo da banda de condução e o máximo da banda de valência estão localizados no mesmo ponto de

simetria Γ ($\vec{k}=0$), caracterizando assim um *gap* direto. Na Figura 3.3, a seguir, é apresentado a estrutura de bandas do InAs.

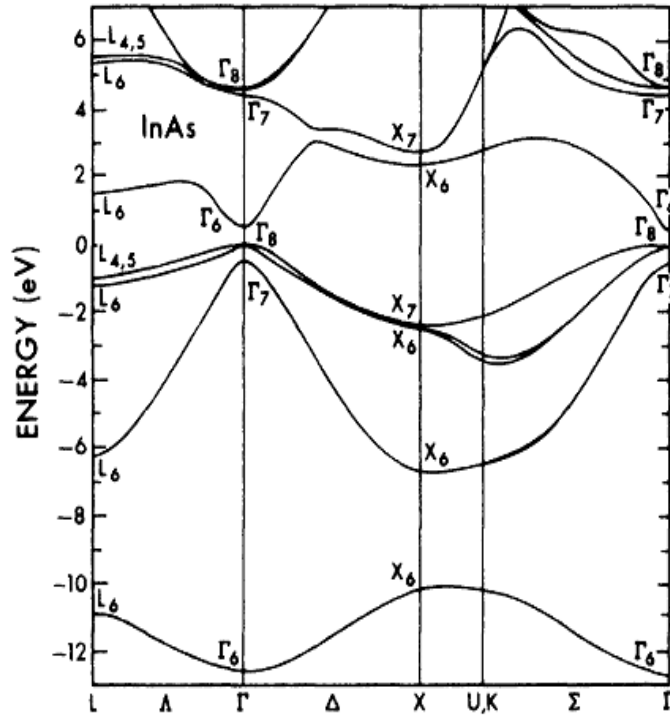


Figura 3.3 – Estrutura de bandas do InAs, reproduzido da referência [3.5].

Um fator importante é saber como a energia de “gap” varia com a temperatura. A variação da energia de “gap” com a temperatura pode ser obtida através da equação de Varshni [3.6], a seguir:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (12)$$

Para o GaAs e o InAs os parâmetros de Varshni estão apresentados na Tabela 3.2, a seguir.

Tabela 3.2 – Energia de “gap” a 0 K, e parâmetros de Varshni para o GaAs e InAs [3.3]

	GaAs	InAs
Energia de “gap” (0 K)	1,519 eV	0,417 eV
α	0,5405 meV/K	0,276 meV/K
β	204 K	93 K

Para obter-se a energia de “gap” da liga InGaAs, será utilizada a interpolação linear dada por [3.2]:

$$E_g^{Liga} = xE_g^A + (1-x)E_g^B. \quad (13)$$

Assim, para o InGaAs com 14% de In, energia de “gap” pode ser dado por:

$$E_g^{InGaAs} = 0,14.E_g^{InAs} + 0,86.E_g^{GaAs} = 1,365 \text{ eV} \quad (14)$$

Na Figura 3.4, a seguir, temos um diagrama da energia de “gap” e parâmetro de rede para vários semicondutores do tipo III-V.

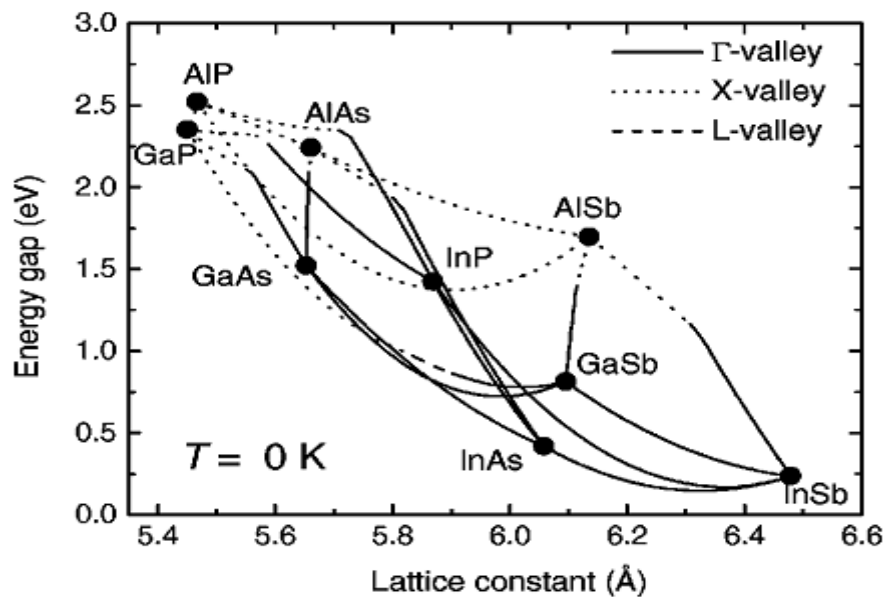


Figura 3.4 – Energia de “gap” versus parâmetro de rede para diversos materiais semicondutores do grupo III-V, figura reproduzida da referência [3.3].

Analisando a Figura 3.4, com o foco nos materiais de interesse para este trabalho (GaAs e InAs), observamos que o GaAs possui uma energia de “gap” maior e um parâmetro de rede menor do que o InAs. Essas condições são essenciais para ocorrer o processo de auto-organização, explicado nas seções 2.3.2 e 2.3.3. Pode-se observar também que a liga InGaAs, representada pela linha cheia que une os pontos que representam o GaAs e o InAs, com baixas concentrações de In, pode ser usada como substrato para o crescimento de QDs de InAs, ainda mantendo a energia de “gap” alta e o parâmetro de rede baixo.

3.3 AMOSTRAS ESTUDADAS

As amostras estudadas foram crescidas no Laboratório de Novos Materiais Semicondutores (LNMS) – USP, sob coordenação do Prof. Dr. Alain André Quivy. São cinco amostras onde a camada ativa é composta por 2,4 monocamadas de InAs. As amostras são divididas em dois grupos.

O primeiro é composto por três amostras onde o InAs é depositado diretamente sobre o GaAs, sendo que a diferença entre elas reside na maneira como as 2,4 camadas de InAs é depositada. As amostras que formam esse grupo são:

- 3012 – Constituída por 2,4 monocamadas de InAs depositadas sobre o GaAs com uma taxa contínua de 0,0084 monocamadas por segundo (ML/s).
- 3067 – 2,4 monocamadas de InAs depositadas sobre o GaAs com uma taxa contínua de 0,087 ML/s.
- 3069 – 2,4 monocamadas de InAs depositadas sobre o GaAs da seguinte maneira: 1,8 ML com uma taxa contínua de 0,1 ML/s, e as 0,6 ML restantes são depositadas através de 12 ciclos, onde cada ciclo é composto por 0,5 segundos de deposição [com taxa de 0,1 ML/s] e um intervalo de 4,5 segundos.

Na Figura 3.5, a seguir temos o diagrama completo das estruturas das amostras de QDs de InAs depositados sobre o GaAs.

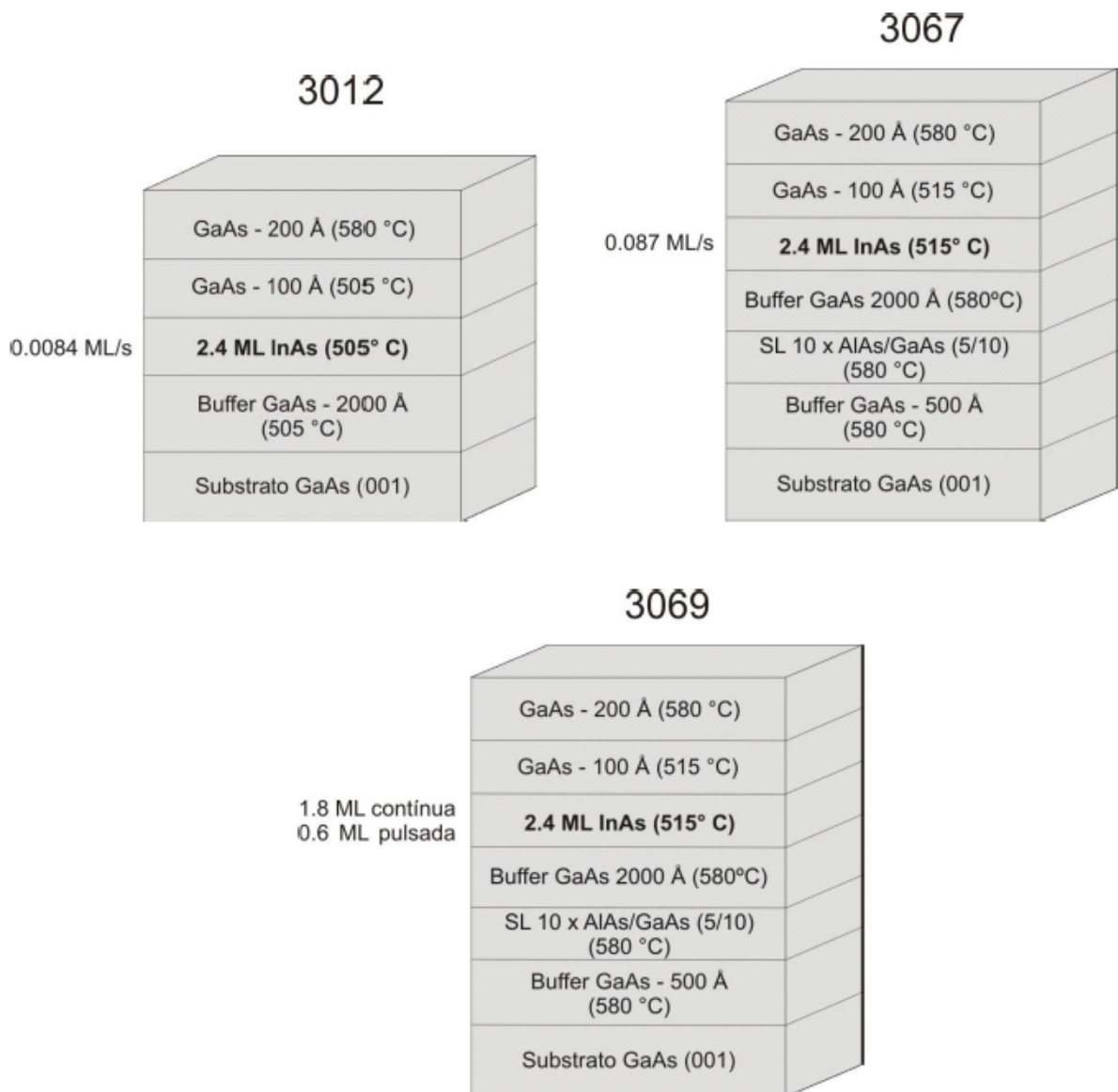


Figura 3.5 – Estrutura das amostras de QDs de InAs crescidos sobre o GaAs.

O segundo grupo é composto por duas amostras onde as 2,4 monocamadas de InAs são depositadas sobre uma camada de 20 Å de $\text{In}_{14}\text{Ga}_{86}\text{As}$ e, após a deposição do InAs, é depositada uma camada de 100 Å de $\text{In}_{14}\text{Ga}_{86}\text{As}$. Toda essa estrutura é crescida sobre um substrato de GaAs e coberta por GaAs, formando uma estrutura conhecida na literatura como “dot-in-a-well” ou simplesmente DWELL. Isso significa que temos os QDs de InAs confinados no interior de um Poço Quântico de $\text{In}_{14}\text{Ga}_{86}\text{As}$ com espessura de 120 Å, sendo as barreiras desse poço formadas por GaAs.

As diferenças entre as duas amostras do segundo grupo são as seguintes:

- 3014 – 2,4 monocamadas de InAs depositadas, no interior de um poço de $\text{In}_{14}\text{Ga}_{86}\text{As}$, com uma taxa contínua de 0,105 ML/s.

- 3015 – 2,4 monocamadas de InAs depositadas, no interior de um poço de $\text{In}_{14}\text{Ga}_{86}\text{As}$, da seguinte maneira: 1,8 ML com uma taxa contínua de 0,1 ML/s, e as 0,6 ML restantes são depositadas através de 12 ciclos de: 0,5 segundos de deposição com taxa de 0,1 ML/s + 4,5 segundos de intervalo.

Na Figura 3.6 a seguir serão mostrados os diagramas completos das estruturas das amostras do tipo DWELL.

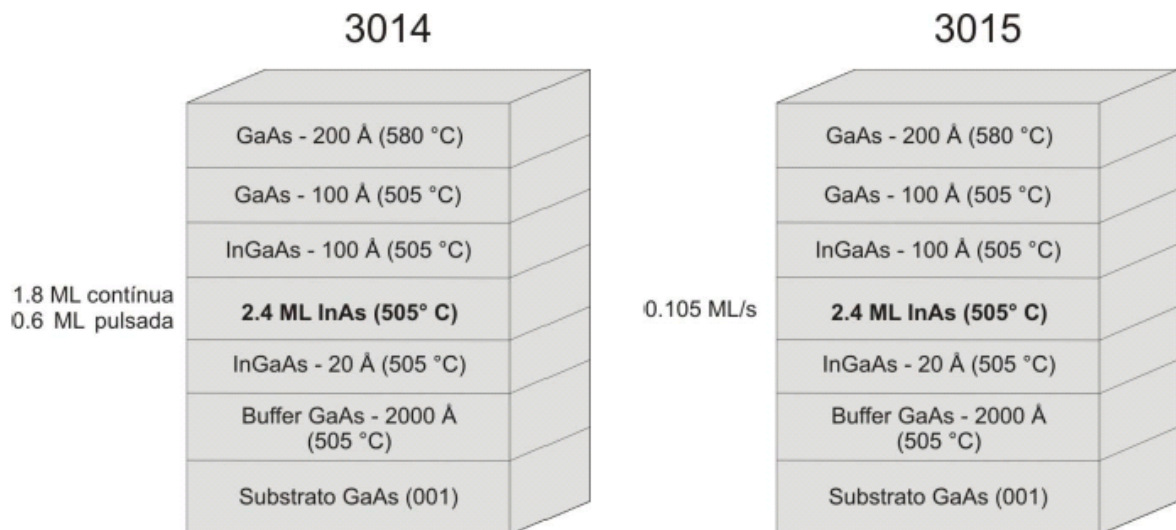


Figura 3.6 – Estrutura das amostras de QDs de InAs do tipo DWELL

Para facilitar a identificação das amostras iremos alterar os nomes das mesmas da seguinte maneira:

- 3012 → #12
- 3067 → #67
- 3069 → #69
- 3014 → #14
- 3015 → #15

Na Tabela 3.3, a seguir, temos listadas as principais diferenças nas condições de crescimento das 2.4 ML de InAs.

Tabela 3.3 – Principais características de crescimento dos QDs.

Amostra	Taxa (ML/s)	Cont. ou Pulsado	DWELL ou sobre GaAs (GaAs)
#12	0,0084	Cont.	(GaAs)
#67	0,087	Cont.	(GaAs)
#69	0,1	Puls.	(GaAs)
#14	0,1	Puls.	DWELL
#15	0,105	Cont.	DWELL

3.4 TÉCNICA DE FOTOLUMINESCÊNCIA

3.4.1 Sistema Experimental de Fotoluminescência

A montagem experimental utilizada para a realização das medidas de PL está esquematizada na Figura 3.7, mostrada a seguir ^[3.7].

O esquema do sistema de PL mostrado na Figura 3.5 corresponde à montagem existente no Laboratório de Óptica e Optoeletrônica do Departamento de Física da Universidade Estadual de Londrina (UEL), onde foram realizadas as medidas de fotoluminescência das amostras estudadas neste trabalho. A seguir são apresentados os detalhes dessa montagem experimental.

A fonte de excitação do sistema de PL é um laser de Ar⁺, emitindo na linha 5145 Å, adequadamente refrigerado a água e modulado mecanicamente por um “chopper” na frequência de 200 Hz. O diâmetro do “spot” do laser que incide sobre a amostra é de aproximadamente 260 µm. A amostra semicondutora é fixada, com a utilização de “cola prata”, a um porta-amostras localizado no interior de um criostato, o qual é acoplado à um sistema de vácuo (composto por uma bomba mecânica e uma bomba turbo-molecular) que permite atingir pressões da ordem de 10⁻⁶ Torr. Esta pressão é necessária para que o sistema de ciclo fechado de hélio possibilite a obtenção de baixas temperaturas, permitindo, no nosso caso, que a temperatura da amostra possa ser variada desde 10 até 300 K.

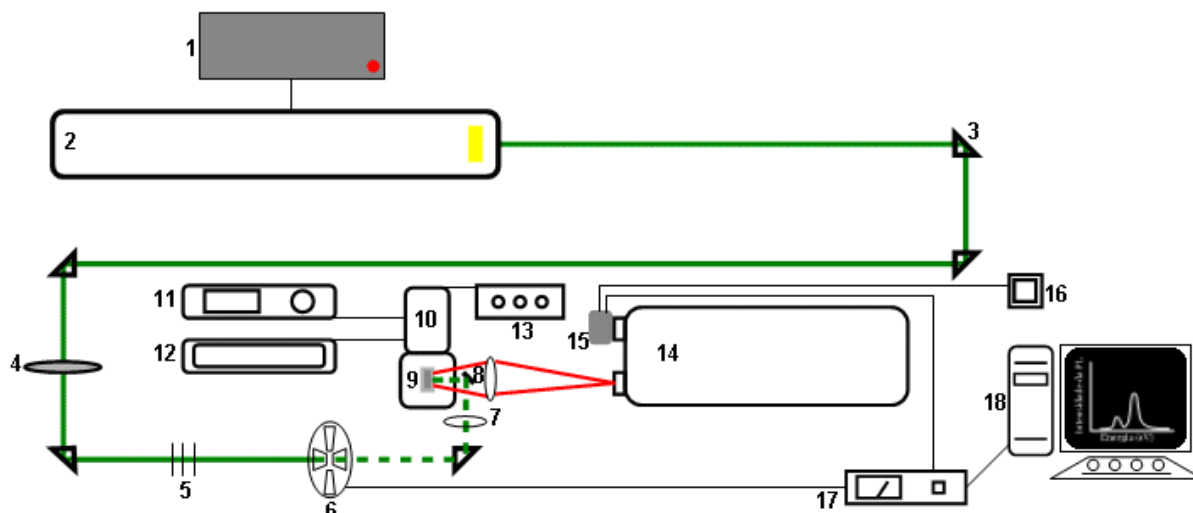


Figura 3.7 – Esquema da montagem da técnica de fotoluminescência: 1 – Refrigeração do laser, 2 – Laser Ar^+ , 3 – Prisma, 4 – Filtro circular giratório, 5 – Filtros de densidade neutra, 6 – Chopper, 7 – Lentes convergentes, 8 – Espelho, 9 – Amostra, 10 – Criostato, 11 – Sistema de vácuo, 12 – Sistema 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.

A luminescência da amostra excitada é coletada por uma lente convergente e focalizada por ela na fenda de entrada (com abertura de aproximadamente $300 \mu\text{m}$) de um espectrômetro (Jarrell-Ash de 0.5 m), antes da qual utilizamos um filtro RG 665 (Schott) a fim de eliminar a radiação espalhada proveniente do laser. A grade de difração (600 linhas/mm , com “blaze” em 12000 \AA), movida por um motor de passo, faz a varredura de comprimento de onda. Um fotodetector de InGaAs, detecta e envia o sinal para um amplificador “lock-in” (modelo SR510 – Stanford), o qual envia o sinal amplificado para o sistema de aquisição, que o processa e exibe o espectro da intensidade do sinal de PL em função do comprimento de onda na tela de um microcomputador. A temperatura pode ser variada através de um controlador de temperatura (modelo 331 – LakeShore) e a potência de excitação é controlada através da utilização de filtros de densidade neutra dispostos no percurso do laser.

No capítulo seguinte temos a caracterização óptica das amostras apresentadas neste capítulo. Tal caracterização foi realizada através da técnica de PL, mencionado anteriormente.

4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE

4.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão discutidos os resultados da caracterização óptica do conjunto de amostras estudadas neste trabalho. Tal estudo será feito através da análise das medidas de fotoluminescência, que foram realizadas em diferentes temperaturas e com o uso de diferentes potências de excitação.

4.2 ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA A BAIXAS TEMPERATURAS

Inicialmente será feito um estudo das propriedades ópticas das amostras através da análise de um espectro de PL de cada amostra a baixas temperaturas, com o objetivo de ter uma visão geral das transições observadas nos espectros de PL.

Antes de mostrar os espectros de PL, será apresentado na Tabela 4.1 um resumo das características básicas das amostras, na região onde são formados os Pontos Quânticos, lembrando que em todas as amostras foram depositadas 2,4 monocamadas de InAs.

Tabela 4.1 – Informações sobre as amostras estudadas.

Amostra	Taxa (ML/s)	Contínuo ou Pulsado	DWELL ou (sobre GaAs)
#12	0,0084	Cont.	(GaAs)
#67	0,087	Cont.	(GaAs)
#69	0,1	Puls.	(GaAs)
#14	0,1	Puls.	DWELL
#15	0,105	Cont.	DWELL

Esse conjunto apresenta várias diferenças nas condições de crescimento das amostras, tais como: velocidade de crescimento, se o crescimento é contínuo ou é pulsado, e se os QDs são crescidos sobre o GaAs ou no interior de um Poço Quântico de InGaAs (DWELL).

Serão apresentados os espectros de PL, que foram obtidos com temperatura de 12 K e potência de excitação de 50 mW, de todas as amostras: #12, #67, #69, #14 e #15. Os espectros são mostrados na Fig. 1, a seguir.

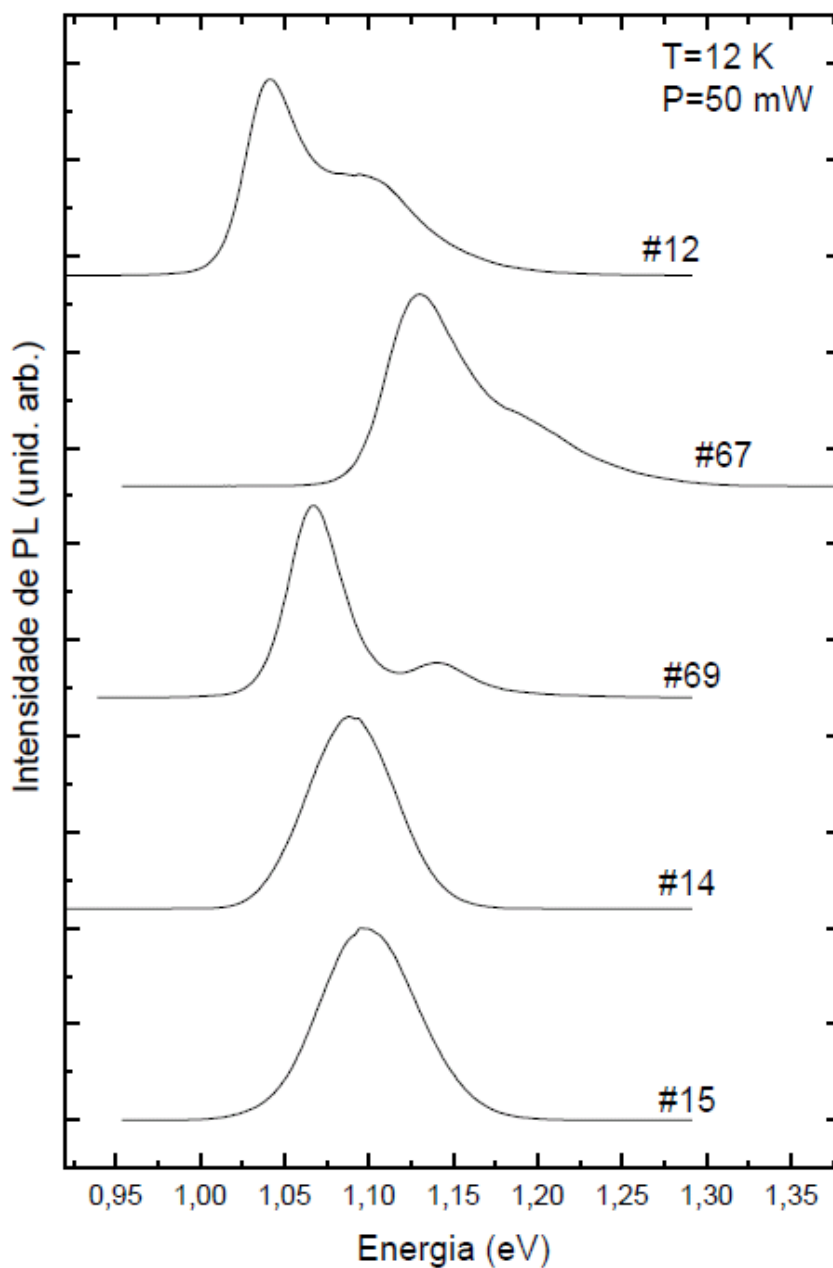


Figura 4.1 – Espectros de PL das amostras #12, #67, #69, #14 e #15 normalizados obtidos a 12 K e 50 mW.

Mesmo com todas as estruturas de QDs sendo formadas por 2,4 ML (nominal), são observadas diferenças significativas nos espectros de PL, como, por exemplo: posição do pico, forma de linha e presença ou não de um pico adicional de maior energia.

Nas amostras #12, #67 e #69 são identificados dois picos, sendo o de menor energia atribuído ao estado fundamental e o de maior energia podendo ser devido ao estado excitado ou ao estado fundamental de QDs de menores dimensões. Nas amostras #14 e #15, que são as DWELL, temos apenas um pico de emissão, atribuído ao estado fundamental.

A seguir será realizada uma análise quantitativa dos espectros de PL a baixas temperaturas, através de ajustes por gaussianas.

4.3 ANÁLISE DOS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA A BAIXAS TEMPERATURAS

Através de um estudo mais detalhado é possível observar outras diferenças. Foram realizados os ajustes dos espectros de PL por Gaussianas. Na Figura 4.2 são mostrados os ajustes realizados.

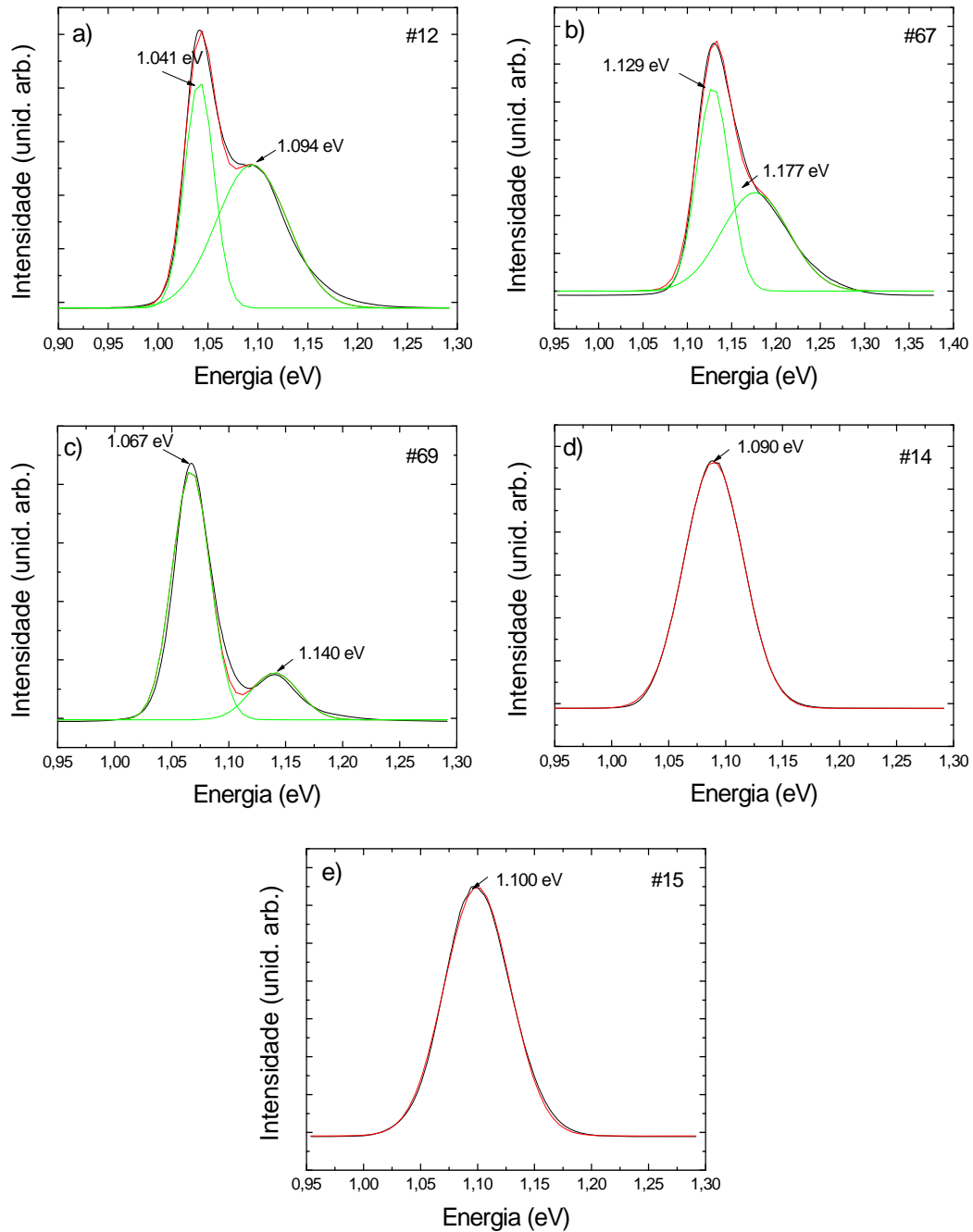


Figura 4.2 – Ajuste por Gaussianas dos espectros de PL, obtidos a 12 K e 50 mW, das amostras (a) #12, (b) #67, (c) #69, (d) #14, (e) #15.

A seguir, a Tabela 4.2 apresenta os valores dos parâmetros obtidos do ajuste: posição do pico, intensidade integrada e largura de linha.

Tabela 4.2 – Valores dos parâmetros obtidos do ajuste dos espectros de PL a 12 K e 50 Mw

Amostra	Posição do Pico (eV)	Intensidade Integrada (Un Arb.)	Largura de Linha (meV)
#12 (P1)	1.041	0.156	29
#12 (P2)	1.094	0.239	71
#67 (P1)	1.129	0.247	37
#67 (P2)	1.177	0.246	75
#69 (P1)	1.067	0.353	33
#69 (P2)	1.140	0.084	42
#14	1.090	0.374	52
#15	1.100	0.476	58

A partir desses valores é possível fazer uma série de observações:

- a) As amostras #14 e #15 apresentam apenas um pico de emissão, enquanto as demais (#12, #67 e #69) apresentam dois.
- b) As separações dos níveis de energia nas amostras #12 e #67 são muito parecidas (53 meV e 48 meV respectivamente), e são menores do que a separação dos níveis na #69 (73 meV)
- c) A largura de linha do pico de energia mais baixa das amostras de QDs crescidos sobre o GaAs são muito parecidas, tendo uma diferença de 8 meV, no máximo.
- d) A largura de linha do pico de maior energia é maior do que a do pico de menor energia, sendo essa diferença maior nas amostras #12 e #67.
- e) As larguras de linha das amostras DWELL (#14 e #15) são maiores do que as referentes aos estados fundamentais (pico de menor energia) das amostras de QDs crescidos sobre GaAs.

Na Figura 4.3, a seguir, são mostrados os diagramas de bandas para: a) amostras de QDs crescidos sobre o GaAs; b) amostras de QDs crescidos no interior de um Poço de InGaAs (DWELL).

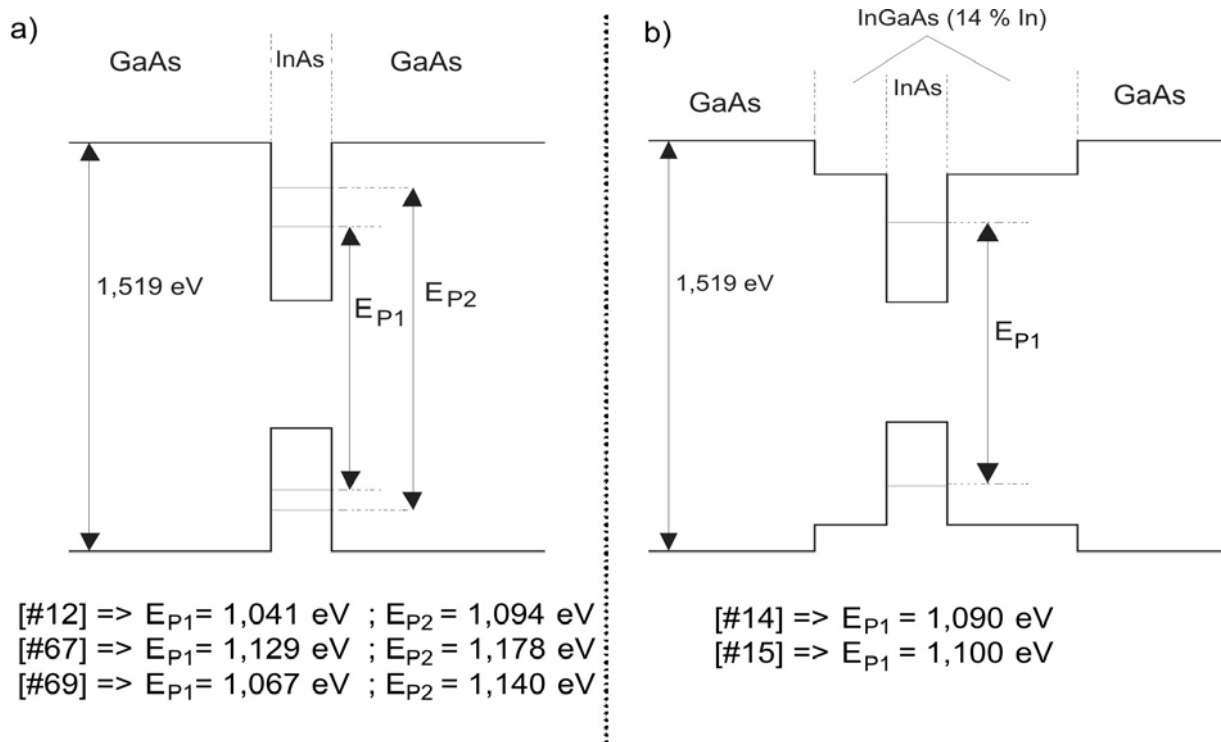


Figura 4.3 – Diagrama de bandas e valores de energia dos picos: a) amostras de QDs crescidas sobre o GaAs; b) amostras de QDs crescidas no interior de um Poço de InGaAs (DWELL)

O diagrama de bandas mostrado na Fig. 4.3 representa apenas os valores de energia das transições observadas nos QDs, não sendo possível inferir nada, através dele, sobre a estrutura de bandas dos QDs, uma vez que a sua estrutura é muito complexa devido à geometria dos QDs e também devido às alterações das bandas de energia provocadas pela tensão na rede cristalina.

A fim de confirmar a natureza das transições observadas nos QDs foram realizadas medidas de PL com variação de potência de excitação.

Na seção 4.4 serão mostrados os espectros de PL com variação de potência de excitação.

4.4 ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA COM VARIAÇÃO DE POTÊNCIA

Nesta seção serão apresentados os espectros de PL com variação de potência de excitação e será realizada uma análise qualitativa.

Foram obtidos espectros de PL de todas as amostras a baixas temperaturas (12 K), com variação de potência de excitação de 0,1 mW até 100 mW, sendo realizadas oito medidas, com as seguintes potências: 0,1; 0,25; 1; 5,5; 10; 20; 50 e 100 mW.

Os espectros de PL serão apresentados em duas figuras: na Fig. 4.4 temos os espectros das amostras em que os QDs são crescidos sobre o GaAs (#12, #67 e #69), e na Fig. 4.5 temos os espectros das amostras em que os QDs são crescidos no poço (#14 e #15), DWELL.

As três amostras apresentam dois picos de emissão, mas a relação entre a intensidade do pico de menor energia (P1) e o de maior energia (P2) apresenta diferenças, quando comparamos os espectros de amostras diferentes. Os espectros das amostras #12 e #67 são bem parecidos; ao longo de toda a variação de potência temos a presença da emissão correspondente ao P2. Com o aumento da potência é possível observar que a intensidade relativa (P1, P2) muda de maneira mais suave, para as amostras #12 e #67. Já no caso da amostra #69, o P2 só é evidenciado para uma potência de 20 mW, e sua intensidade cresce de maneira mais forte, com relação ao P1. Com isso podemos inferir que a origem da emissão que forma o P2, para as amostras #12 e #67, possivelmente é diferente da natureza da emissão que forma o P2 referente à amostra #69.

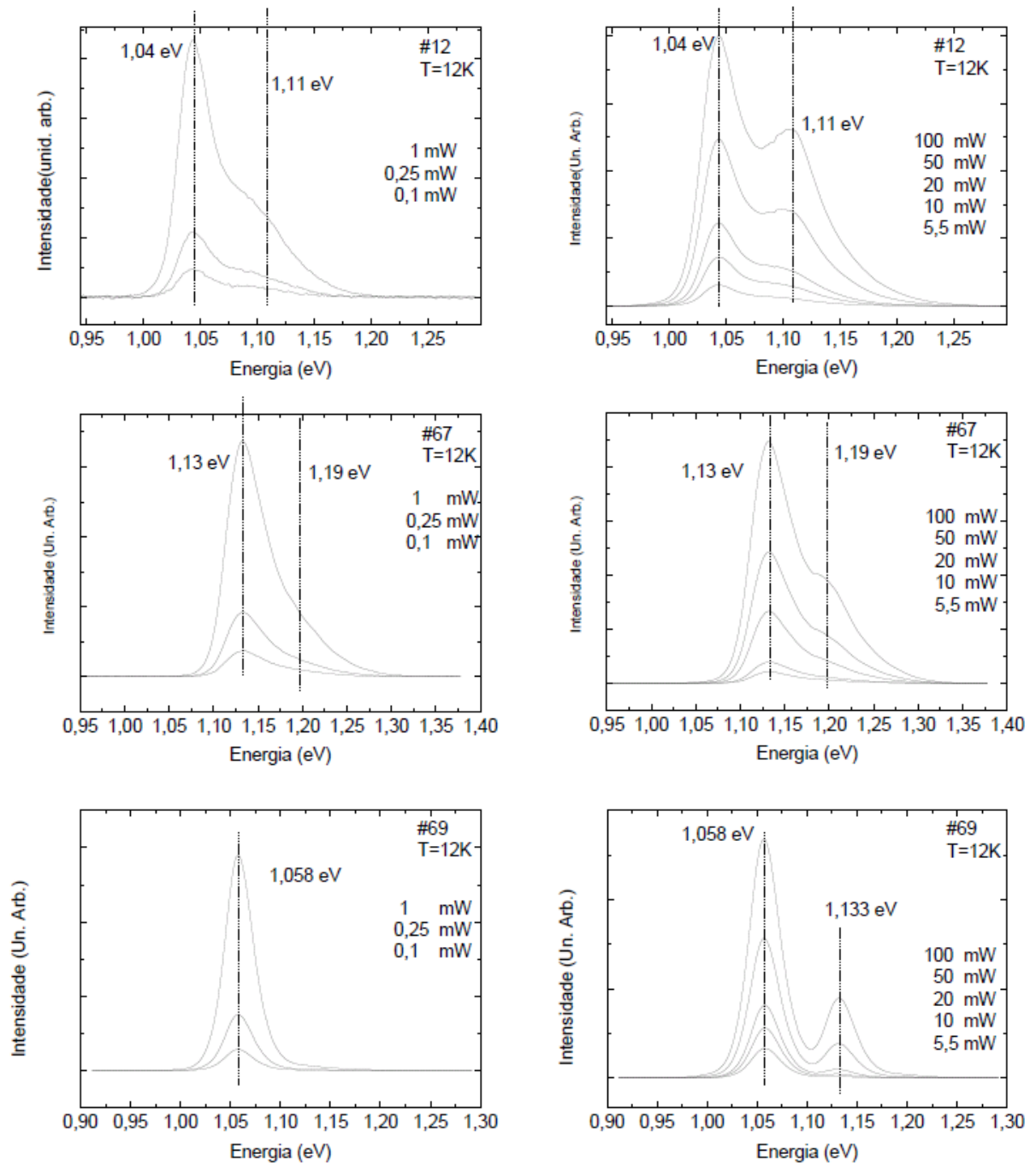


Figura 4.4 – Espectros de PL a 12 K com variação de potência de excitação das amostras: a) #12, b) #67 e c) #69.

Na Figura 4.5 temos os espectros de PL com variação de potência das amostras #14 e #15.

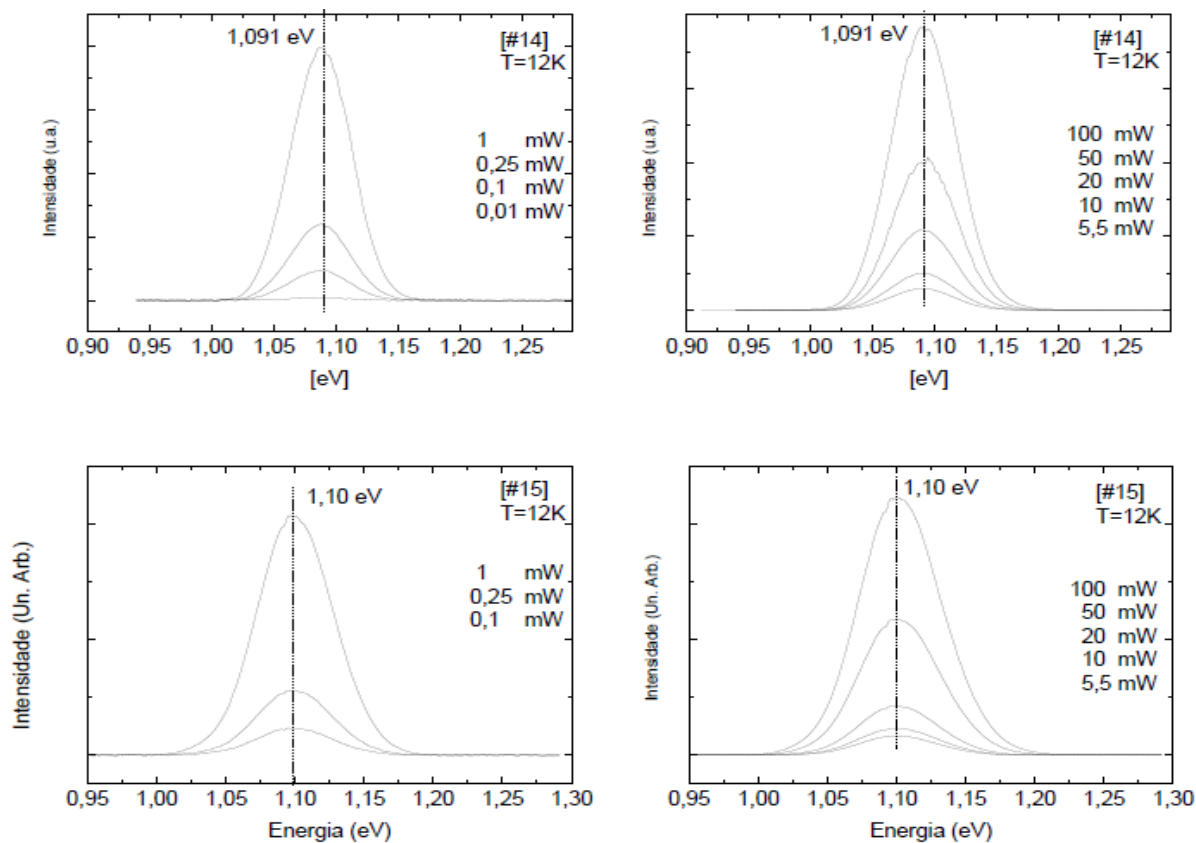


Figura 4.5 – Espectros de PL a 12 K com variação de potência de excitação das amostras: a) #14, b) #15.

Como visto anteriormente, as amostras DWELL apresentam apenas um pico de emissão, associado ao estado fundamental dos QDs. Com o aumento da potência observamos um aumento na intensidade de PL, mas não aparece um pico de emissão com maior energia. Também é verificado que os picos de PL continuam simétricos, para todas as potências de excitação.

No tópico seguinte serão realizadas as comparações entre os espectros de PL à temperatura ambiente.

4.5 COMPARAÇÃO ENTRE OS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA À TEMPERATURA AMBIENTE.

A seguir serão realizadas comparações entre os espectros de PL das amostras #12, #14, #15, #67 e #69, obtidos com a temperatura de 297 K (ambiente) e com potência de excitação de 50 mW.

As amostras estudadas foram comparadas da seguinte maneira:

1. **#12 x #67** => [Taxa Lenta x Taxa Convencional] (*Cont. e Sobre GaAs*)
2. **#67 x #69** => [Cont. x Pulsado] (*Sobre GaAs*)
3. **#67 x #15** => [Sobre GaAs x DWELL] (*Cont.*)
4. **#69 x #14** => [Sobre GaAs x DWELL] (*Puls.*)
5. **#14 x #15** => [Cont. x Pulsado] (*DWELL*)

1. Nesta comparação temos a amostra #12 com crescimento lento (0,0084 ML/s), cerca de 10 vezes mais lento que o utilizado na amostra #67 (0,087ML/s). Essas amostras possuem os QDs de InAs crescidos sobre o GaAs e de maneira contínua.

Na Figura 4.6 temos os espectros de PL das amostras #12 e #67.

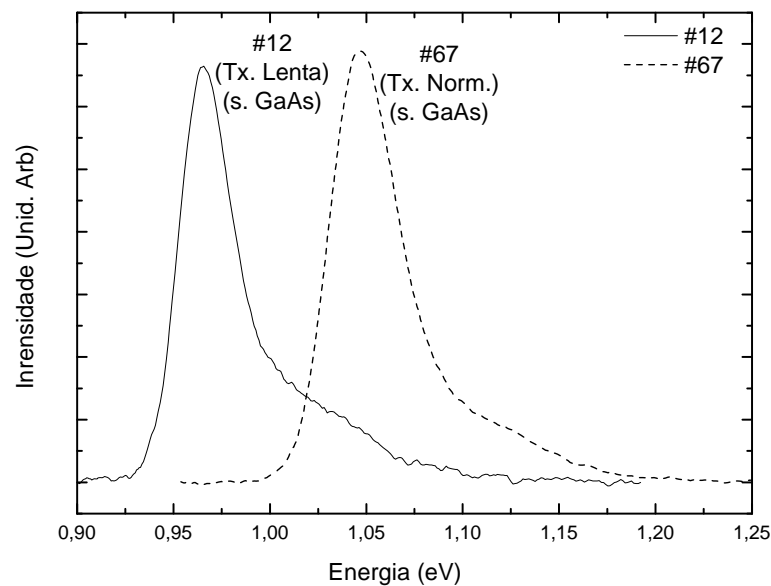


Figura 4.6 – Espectros de PL das Amostras #12 e #67.

As duas amostras apresentam espectros de emissão com formas de linha muito parecidas, com picos de emissão atribuídos aos QDs. A amostra #67 apresenta o pico de menor energia (P1) com uma energia 82 meV maior do que o P1 referente à amostra #12,

mostrando claramente que para uma taxa de crescimento maior (amostra #67) temos a formação de QDs menores, que possuem emissão com energia maior.

2. A seguir temos a amostra #67 com taxa de crescimento padrão (taxa contínua de 0,084 ML/s), comparada com a amostra #69, obtida através de crescimento pulsado. Essas amostras também possuem os QDs de InAs crescidos sobre o GaAs.

Na Figura 4.7 temos os espectros de PL das amostras #67 e #69.

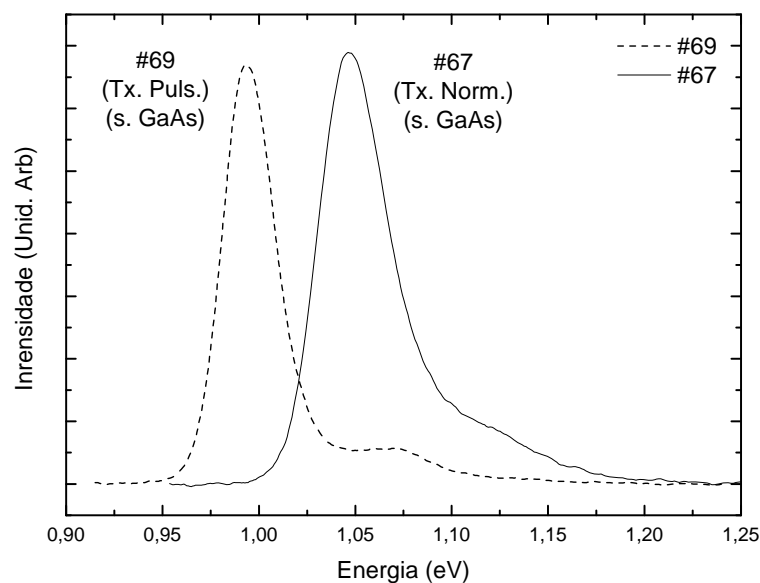


Figura 4.7 – Espectros de PL das Amostras #67 e #69.

As amostras apresentam espectros parecidos, com dois picos, onde os QDs da amostra #69 tem um pico de emissão (P1) com uma energia 53 meV menor do que o dos QDs da amostra #67, mostrando que o crescimento pulsado leva à QDs menores.

3. Nesta comparação as amostras apresentam taxas de crescimento parecidas (0,087 ML/s e 0,105 ML/s para a amostra #67 e a #15, respectivamente), sendo que a diferença reside no fato de que na amostra #15 os QDs são crescidos no interior de um poço de InGaAs (DWELL), enquanto na #67 são crescidos diretamente sobre o GaAs.

Na Figura 4.8 temos os espectros de PL das amostras #67 e #15.

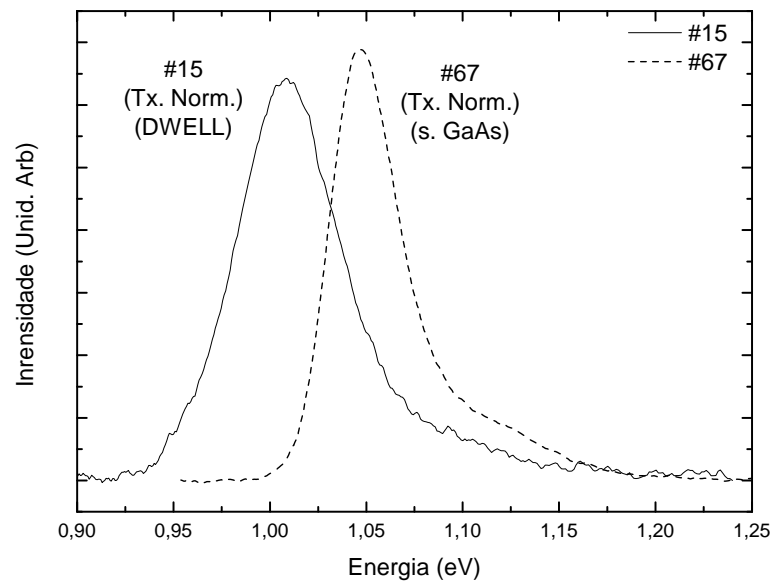


Figura 4.8 – Espectros de PL das Amostras #67 e #15.

Os espectros de PL apresentam diferenças significativas mesmo com as duas amostras apresentando crescimento contínuo e com taxas parecidas. Essas diferenças surgem devido ao fato que na amostra #15 o crescimento dos “dots” é realizado sobre o InGaAs, enquanto na #67 o crescimento dos QDs é feito sobre o GaAs. O pico de emissão da amostra #14 possui uma energia 38 meV menor quando comparado com o pico de menor energia da amostra #67.

4. A seguir temos as amostras #14 e #69, onde ambas apresentam o mesmo padrão de crescimento pulsado, mas a amostra #14 é do tipo DWELL, enquanto na #69 o crescimento dos QDs é feito sobre o GaAs.

Na Figura 4.9 temos os espectros de PL das amostras #69 e #14.

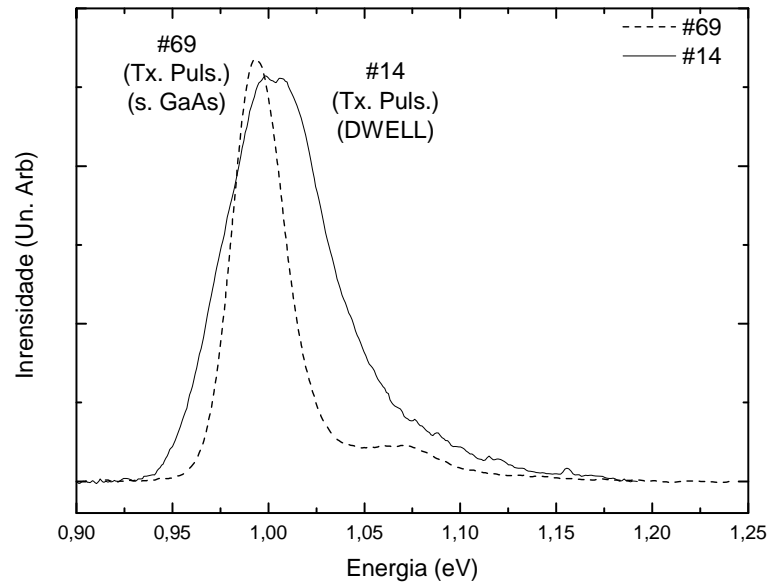


Figura 4.9 – Espectros de PL das Amostras #69 e #14.

Na Fig. 4.9, o fato que mais chama a atenção é que, para o crescimento pulsado, o pico de emissão da amostra do tipo DWELL (#14) tem energia um pouco maior do que a energia dos “dots” crescidos diretamente sobre o GaAs (#69), ao contrário do que acontece quando se faz o crescimento contínuo (taxa padrão), onde o pico de emissão da amostra #15 (DWELL) possui uma energia menor do que o pico referente à amostra com QDs crescidos sobre o GaAs (#67), como foi observado na Fig. 4.8.

Sabe-se que o tamanho dos “dots” está relacionado com a energia de emissão, e que a tensão, entre as camadas que formam os QDs e a camada do substrato, está relacionada com o tamanho dos “dots” produzidos. Portanto não era esperado que a amostra #14, em que os “dots” são crescidos sobre o InGaAs (estrutura DWELL), tivesse um pico com energia maior do que o pico da amostra #69, onde temos que uma menor tensão (quando temos “dots” do tipo DWELL) deveria levar à “dots” maiores com energia de recombinação menor, fato não observado na comparação dos espectros presentes na Fig. 4.9.

5. Nesta comparação temos que as amostras de DWELL. Entretanto, a amostra #14 apresenta crescimento pulsado, enquanto na amostra #15 temos crescimento contínuo com uma taxa próxima do padrão (0,105 ML/s).

Na Figura 4.10 temos os espectros de PL das amostras #14 e #15.

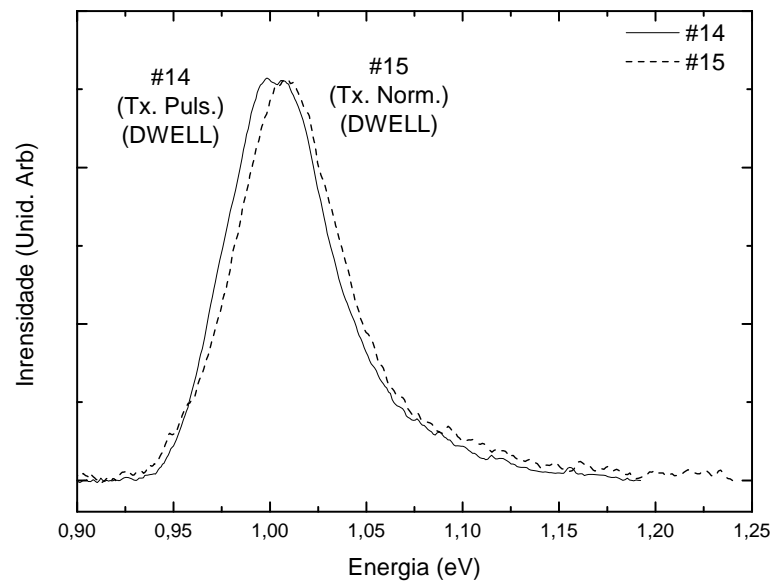


Figura 4.10 – Espectros de PL das Amostras #14 e #15.

As duas amostras apresentam espectros muito parecidos, com apenas um pico de emissão. Os QDs da amostra #15 tem um pico de emissão com uma energia 6 meV maior do que os QD's da amostra #14, que pode ser justificado pelo fato de que a amostra #14 apresenta crescimento pulsado. Era de se esperar uma diferença maior do que os 6 meV, devido ao fato de que a menor valor de taxa gerado pelo crescimento pulsado levaria à QDs maiores, ou seja, com uma energia de recombinação menor. Essa pequena diferença de energia pode nos fazer chegar à conclusão de que, quando temos o crescimento de “dots” sobre o InGaAs (tipo DWELL), o crescimento pulsado não é muito efetivo para aumentar o tamanho dos “dots”, ou seja, temos uma saturação no aumento dos tamanhos dos QDs.

A seguir temos uma tabela mostrando os valores de energia referente ao pico de menor energia das amostras #12, #67 e #69, e também do único pico presente nas amostras #14 e #15, à temperatura ambiente e com potência de 50 mW.

Tabela 4.3 – Valores de energia e comprimento de onda, para temperatura ambiente, para as amostras #12, #67, #69, #14 e #15.

Amostra	Energia (eV)	Comprimento de Onda (μm)
#12	0,965	1,285
#14	1,003	1,236
#15	1,009	1,229
#67	1,047	1,184
#69	0,994	1,247

Houve uma diferença significativa na forma de linha dos espectros das amostras que contém DWELL (#14 e #15), em comparação com as outras em que os QD's são crescidos diretamente sobre GaAs (#12, #67 e #69). As primeiras apresentam apenas um pico de emissão, enquanto as amostras crescidas sobre o GaAs apresentam dois picos. Quanto à energia do pico, o crescimento de QDs sobre o InGaAs (estrutura do tipo DWELL) acarretou em algumas mudanças. Para comparação onde as duas amostras possuem um crescimento contínuo (#67 x #15), foi observado um deslocamento de 38 meV para menores energias, do pico de emissão da amostra #15 em relação ao pico da amostra #67. Já o caso da comparação onde as duas amostras apresentam o crescimento pulsado (#69 x #14), os “dots” do tipo DWELL não apresentam um deslocamento para menores energias (em comparação com o P1 da amostra #14), mas sim um pequeno deslocamento de 9 meV, para maiores energias. Isso contraria o fato de que uma diminuição da tensão causada pelo crescimento dos “dots” sobre o InGaAs deveria levar à QDs maiores (com uma energia de recombinação menor), o que não é observado quando ambas são crescidas através de um crescimento pulsado.

O Crescimento pulsado teve resultados diferentes nos dois tipos de amostras. Para as amostras de QDs crescidas sobre GaAs (#67 e #69) foi observado um deslocamento de 53 meV, para menores energias. Já para as amostras com “dots” crescidos sobre o InGaAs (DWELL, amostras #15 e #14) a mudança foi muito pequena, deslocando-se apenas 6 meV.

Neste conjunto de amostras, a amostra padrão é a #67, que possui uma taxa de crescimento contínuo de 0,087 ML/s, e ela possui o maior valor de energia para o pico P1 (pico de menor energia) (1,047 eV), quando comparado com as outras quatro amostras. O objetivo inicial do trabalho era obter uma emissão com uma energia menor através de

mudanças nas condições de crescimento, ou seja, com taxas mais lentas, crescimento pulsado, e crescimento de “dots” do tipo DWELL. Obtivemos como resultado que a amostra que teve a menor energia do pico P1 foi a #12, que possui uma taxa de crescimento por volta de 10 vezes menor, obtendo-se um deslocamento de 82 meV, em relação ao pico P1 da amostra #67.

Um dos objetivos do trabalho era estudar como as alterações nas condições de crescimento dos QDs acarretam na mudança da posição do pico de emissão, visando aumentar o comprimento de onda de emissão padrão para QDs convencionais (que é 1,1 μm), para um comprimento de onda perto de 1,3 μm (que é um dos comprimentos de onda utilizados em dispositivos baseados na comunicação via fibra óptica). A amostra em que tivemos o melhor resultado (quanto ao deslocamento para maiores comprimentos de onda) foi a amostra #12, em que a posição do pico é 1,285 μm à temperatura ambiente, portanto o crescimento contínuo sobre o GaAs e com taxa lenta (presentes na amostra #12) foi o mais eficaz para a produção de QDs maiores.

4.6 ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA COM VARIAÇÃO DE TEMPERATURA

A seguir serão apresentados os espectros de PL com variação de temperatura, para todas as amostras. Todos os espectros foram obtidos na faixa de temperatura de 12 K até 297 K, e com potência de excitação de 50 mW.

Na Figura 4.11 temos os espectros de PL da amostra #12.

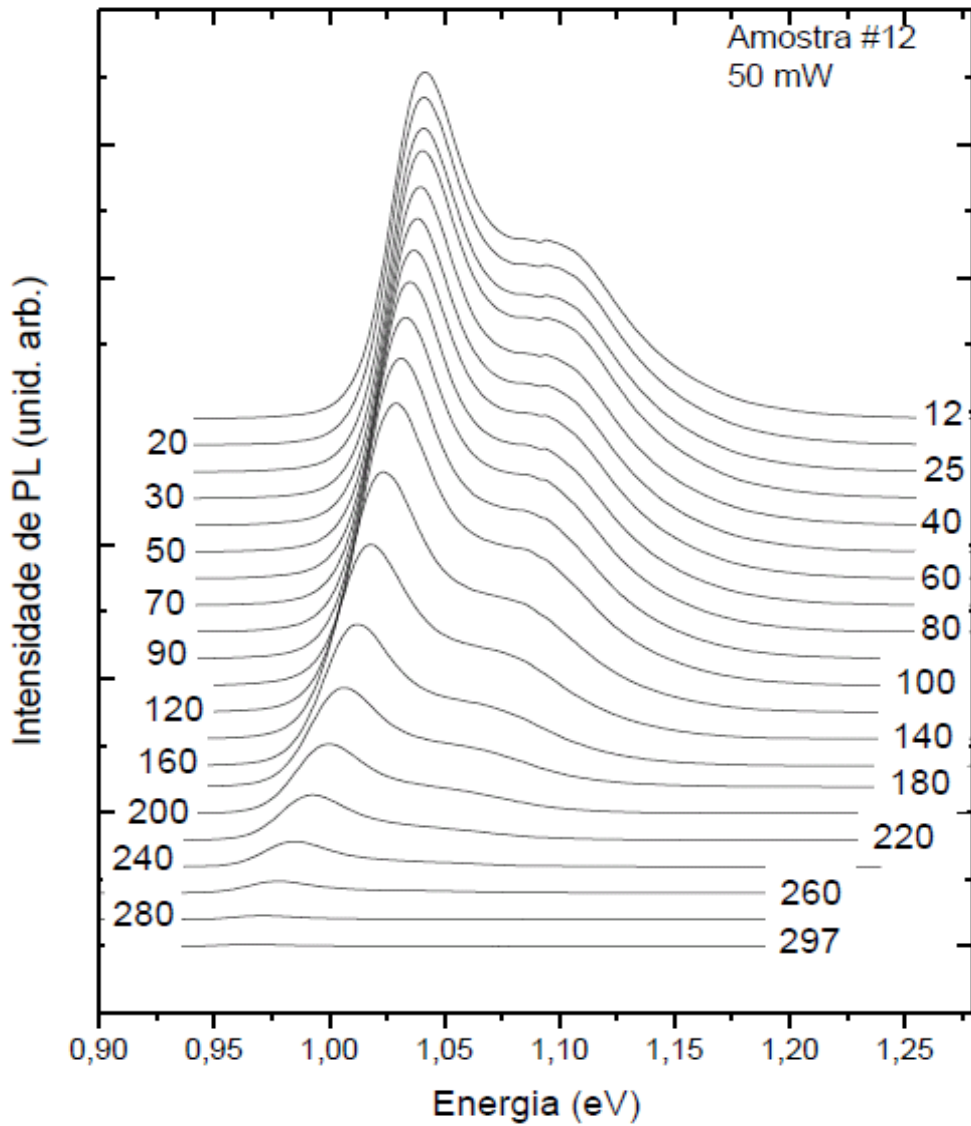


Figura 4.11 – Espectros de PL da amostra #12, com variação de temperatura.

Na Figura 4.12 temos os espectros de PL da amostra #67

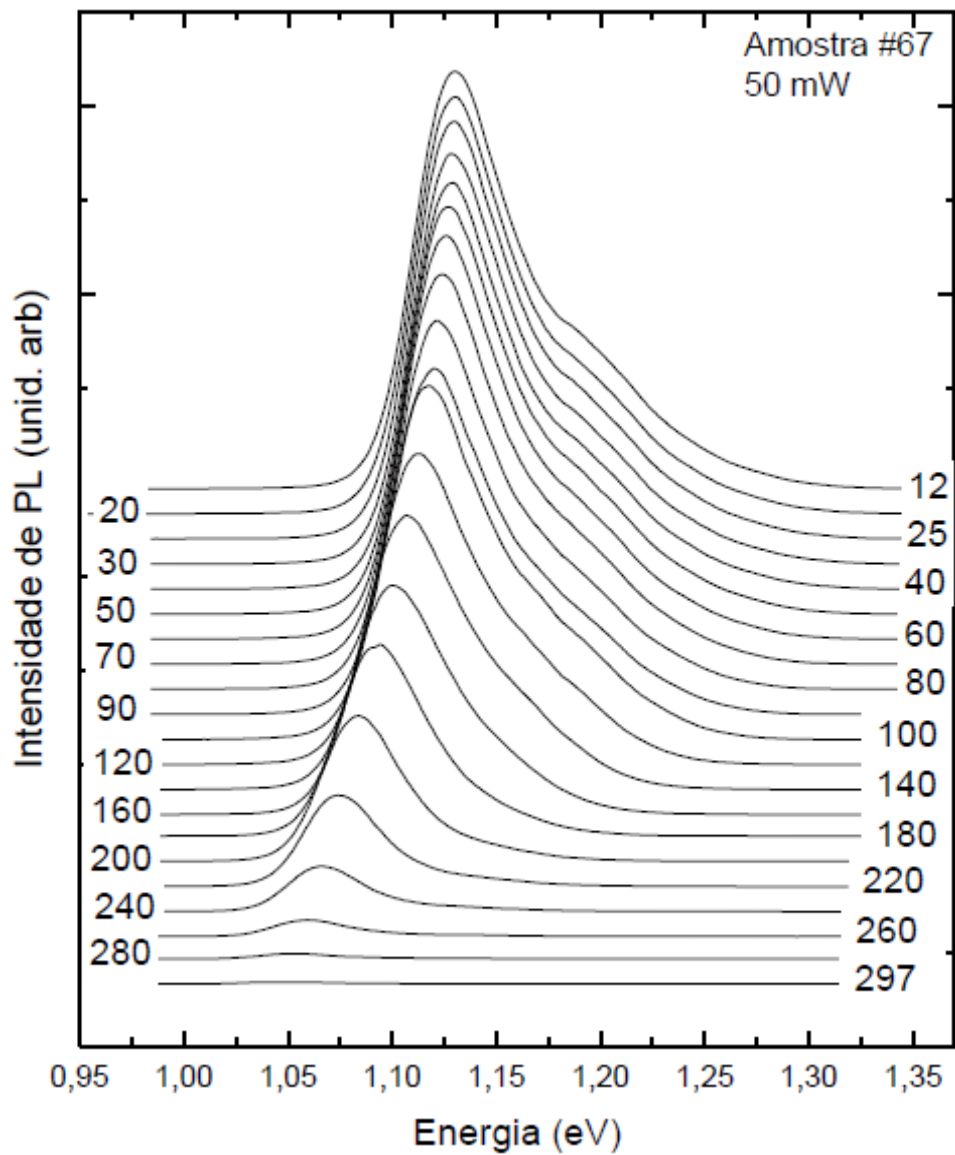


Figura 4.12 – Espectros de PL da amostra #67, com variação de temperatura.

Na Figura 4.13 temos os espectros de PL da amostra #69.

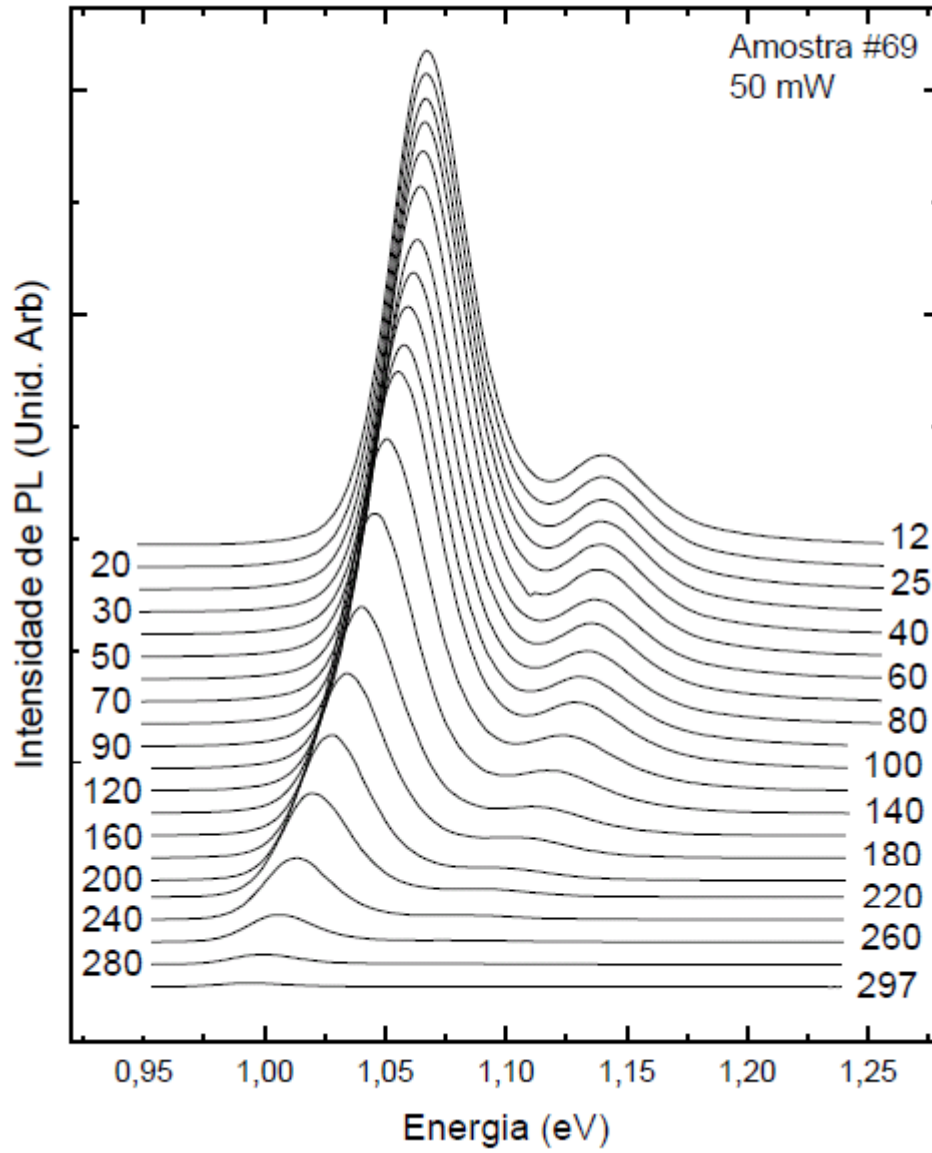


Figura 4.13 – Espectros de PL da amostra #69, com variação de temperatura.

Na Figura 4.14 temos os espectros de PL da amostra #14.

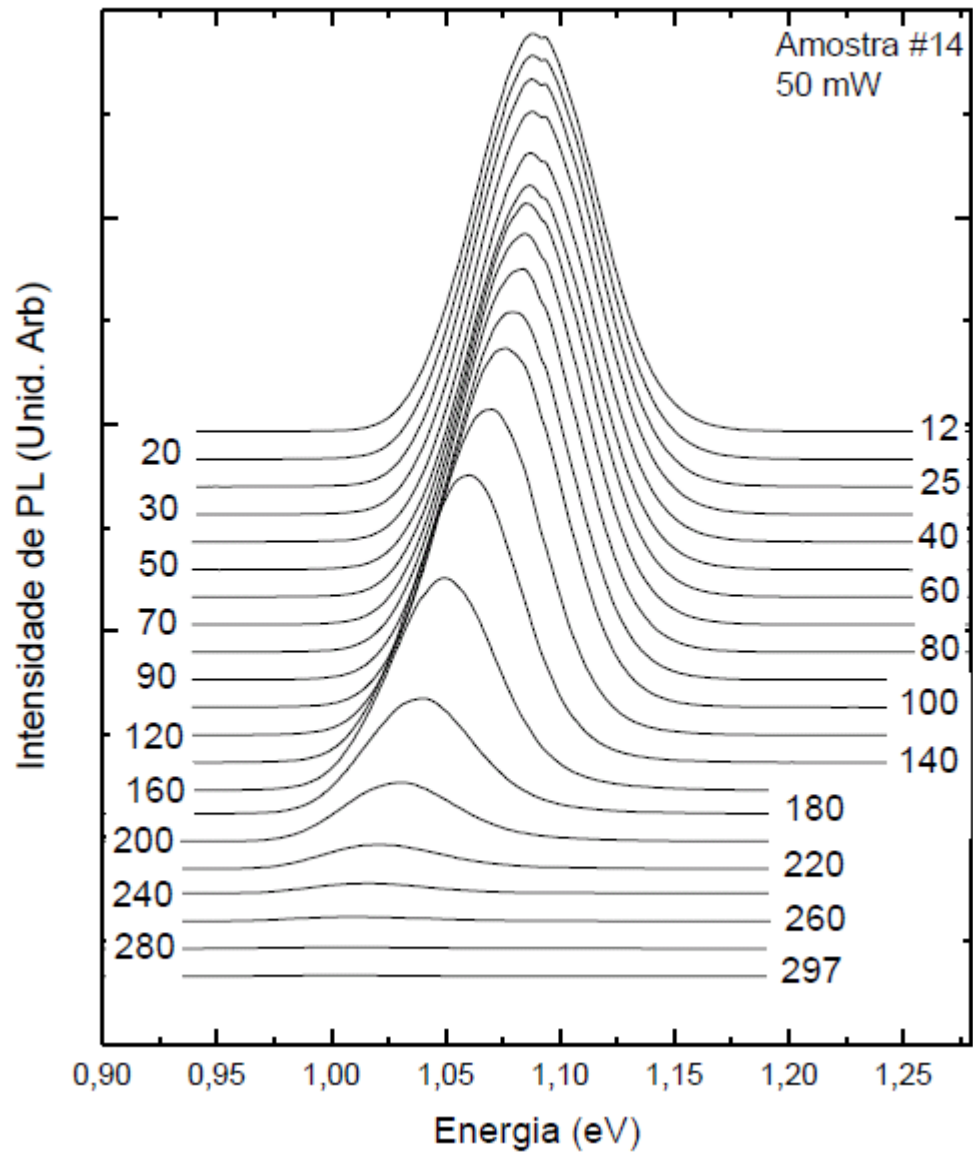


Figura 4.14 – Espectros de PL da amostra #14, com variação de temperatura.

Na Figura 4.15 temos os espectros de PL da amostra #15.

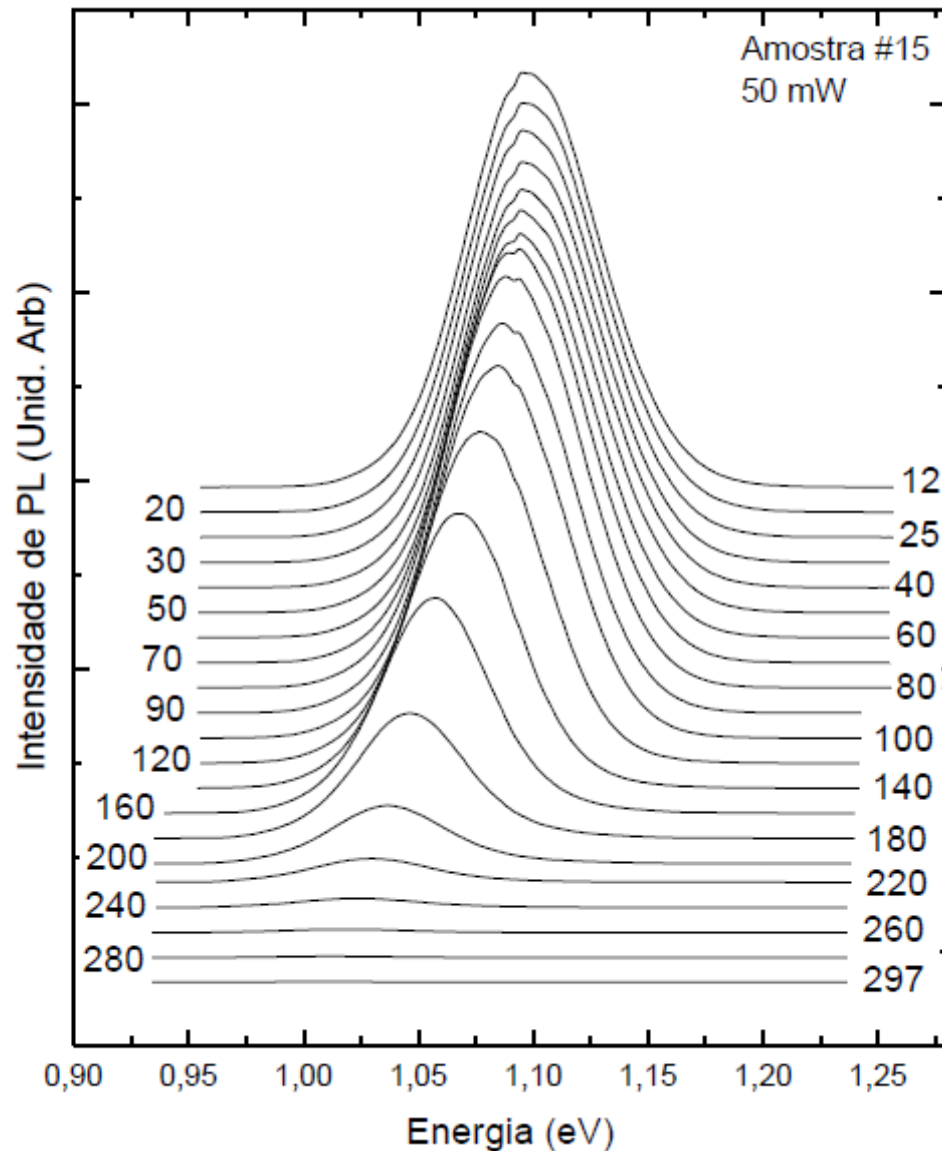


Figura 4.15 – Espectros de PL da amostra #15, com variação de temperatura.

Como os espectros das amostras #12, #67 e #69 apresentam dois picos de emissão, para analisar o comportamento da emissão com a temperatura iremos fazer o ajuste dos espectros de emissão utilizando duas curvas Gaussianas, representando cada uma delas um canal de emissão. Para as amostras #14 e #15, também iremos utilizar ajustes através de curvas Gaussianas, mas como elas apresentam apenas um pico, só será utilizada uma gaussiana.

No tópico seguinte serão apresentados e analisados o comportamento da posição do pico, da intensidade integrada e da largura de linha em função da temperatura.

4.7 ANÁLISE DOS ESPECTROS DE FOTOLUMINESCÊNCIA COM VARIAÇÃO DE TEMPERATURA

Foram realizados ajustes, através de Gaussianas, de todos os espectros de fotoluminescência com variação de temperatura, com potência de excitação de 50 mW. Os gráficos da intensidade integrada e posição do pico, em função da temperatura, para cada pico, estão mostrados nas figuras a seguir.

Na Figura 4.16 temos o gráfico da intensidade integrada e da posição dos picos de PL em função da temperatura para a amostra #12.

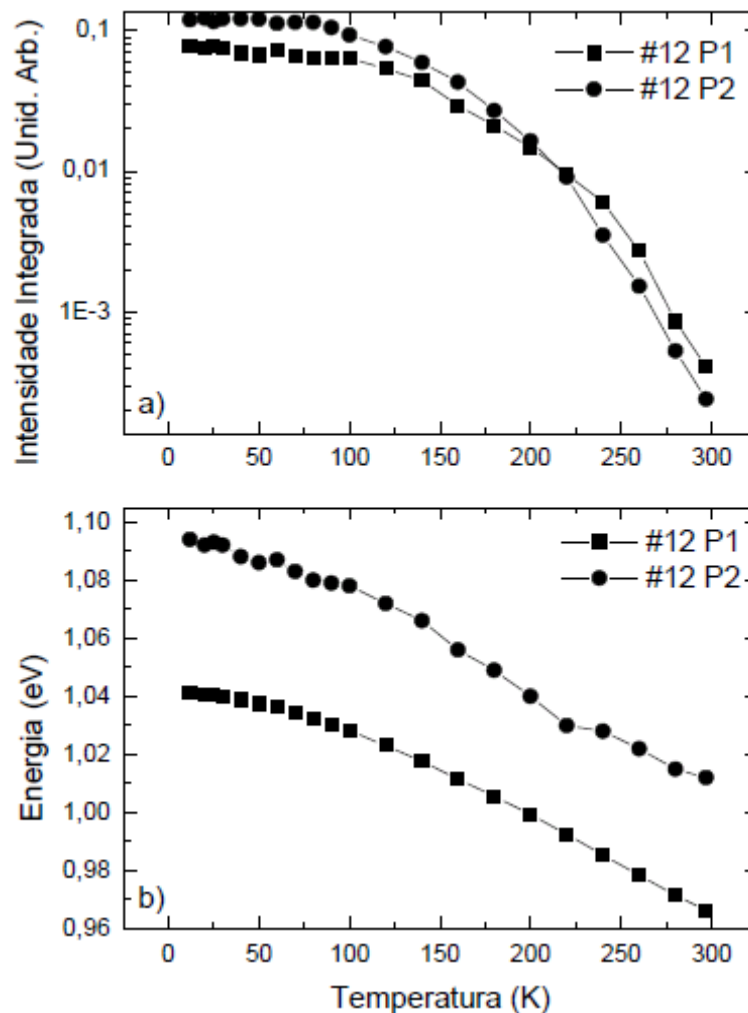


Figura 4.16 – Gráficos: (a) da intensidade integrada e (b) da posição do pico em função da temperatura, para a amostra #12.

Na Figura 4.17 temos o gráfico da intensidade integrada e da posição dos picos de PL em função da temperatura para a amostra #67.

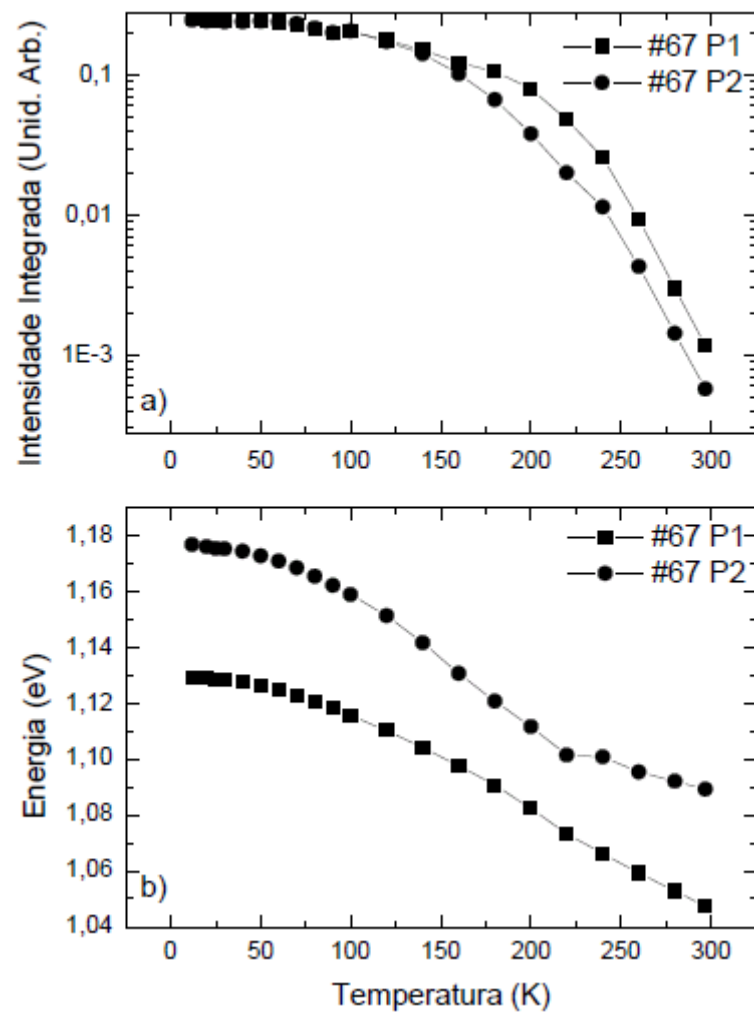


Figura 4.17 – Gráficos: (a) da intensidade integrada e (b) da posição do pico em função da temperatura, para a amostra #67.

Na Figura 4.18 temos o gráfico da intensidade integrada e da posição dos picos de PL em função da temperatura para a amostra #69.

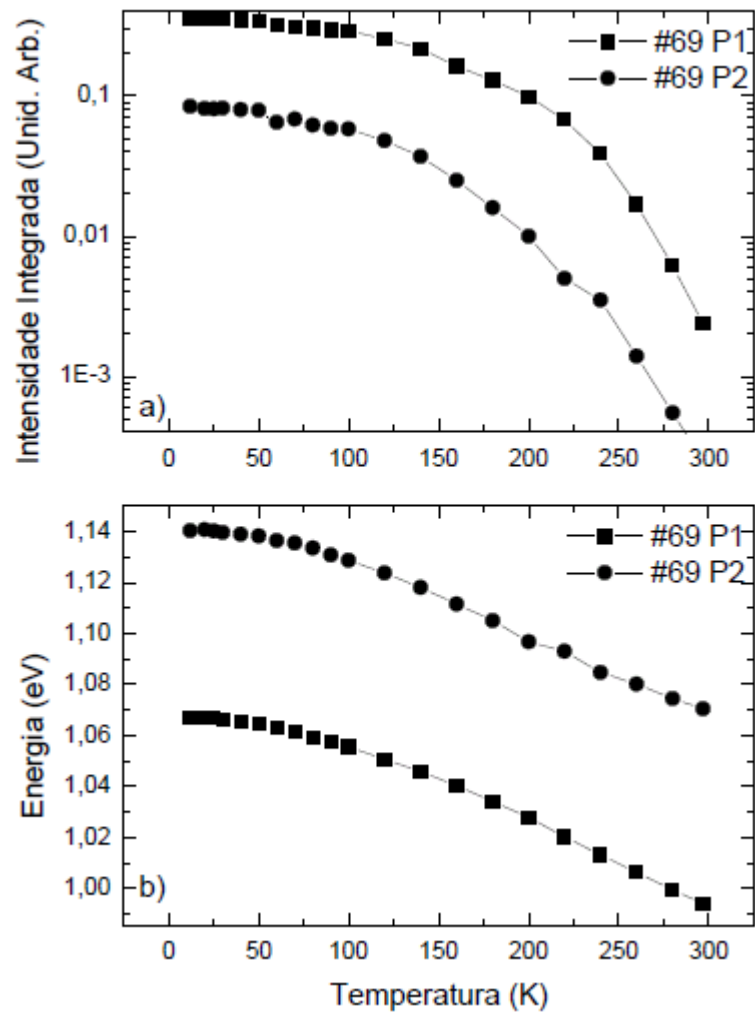


Figura 4.18 – Gráficos: (a) da intensidade integrada e (b) da posição do pico em função da temperatura, para a amostra #69.

Na Figura 4.19 temos o gráfico da intensidade integrada e da posição dos picos de PL em função da temperatura para as amostras #14 e #15.

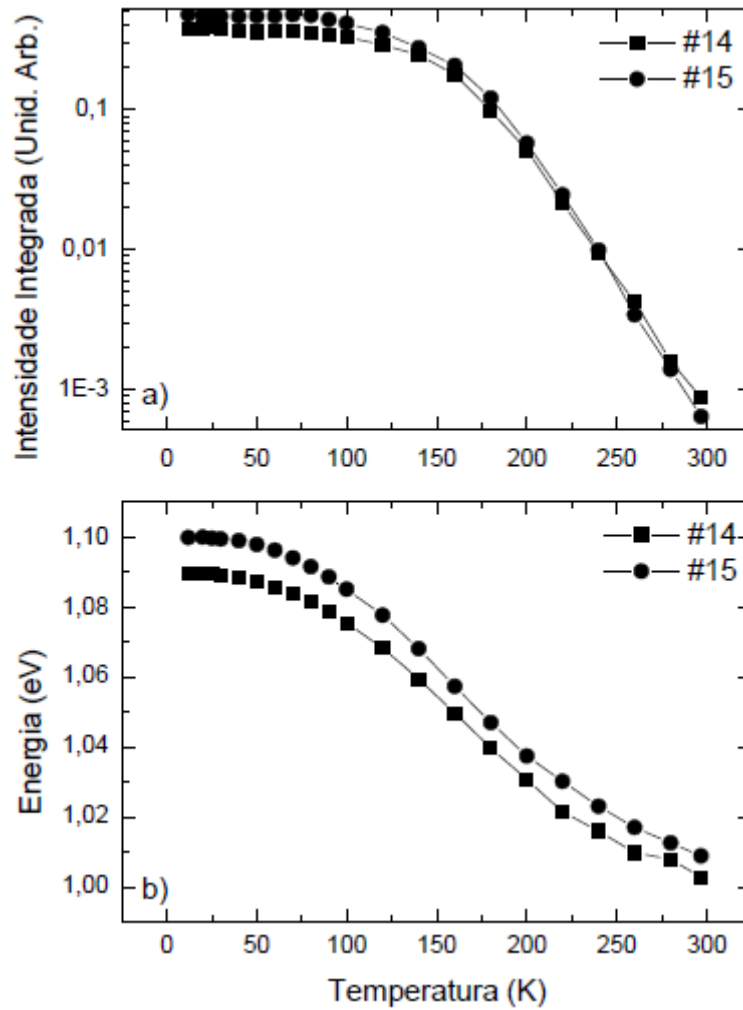


Figura 4.19 – Gráficos: (a) da intensidade integrada e (b) da posição do pico em função da temperatura, para as amostras #14 e #15.

Na Figura 4.20 temos o gráfico da posição dos picos de PL de todas as amostras.

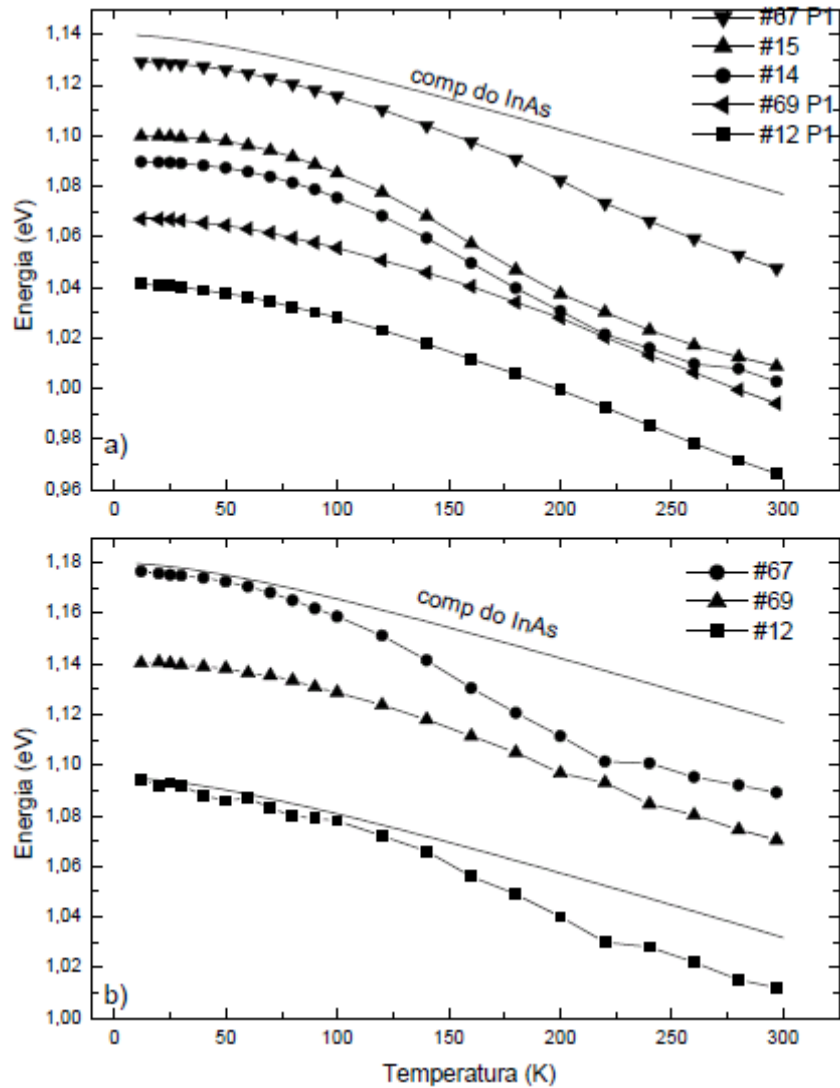


Figura 4.20 – Gráficos da posição em energia dos picos de PL em função da temperatura, para todas as amostras: a) posição dos picos de menor energia, b) posição dos picos de maior energia.

A partir da análise da variação da posição do pico e da intensidade integrada em função da temperatura é possível fazer algumas observações:

a) A posição do pico (E_{PL}) apresenta um comportamento anômalo, desviando-se da forma funcional do InAs, para as amostras #14 e #15, sendo esse mesmo comportamento observado para o pico de maior energia das amostras #12 e #67.

b) Todas as amostras apresentam uma estabilidade térmica até 100 K, não apresentando uma queda significativa da intensidade integrada.

c) Para as amostras #12 e #67 é observado que o comportamento da intensidade integrada em função da temperatura do pico de maior energia, P_2 , apresenta uma queda mais abrupta do que a do pico de menor energia, P_1 , sendo que para a amostra #12 (#67), a baixas temperaturas, a intensidade do pico P_1 é menor que (igual) a do pico P_2 , mas, à medida que a temperatura aumenta, P_1 perde menos intensidade que P_2 e acima de uma certa temperatura a intensidade de P_1 é maior do que a de P_2 . Já para a amostra #69 o comportamento da intensidade integrada em função da temperatura para os dois picos (P_1 e P_2) é praticamente o mesmo.

Uma explicação tentativa para esse comportamento anômalo da E_{PL} e da I_{PL} em função da temperatura é que as amostras #12, #67, #14 e #15 podem possuir diferentes distribuições de tamanho dos QDs. Essas distribuições podem ocorrer de duas maneiras distintas: uma em que existem duas “famílias” de QDs com tamanhos distintos (distribuição bimodal), dentro das quais deve haver uma distribuição mais suave de tamanhos, e outra em que existe uma única família, só que com uma distribuição de tamanhos mais ampla.

O comportamento anômalo da E_{PL} em SAQDs de InAs já foi observado, na literatura, por alguns autores. Estudando QDs de InAs crescidos sobre GaAs em diferentes condições, Jung e colaboradores ^[4.1] observaram um deslocamento mais abrupto do pico de PL, para menores energias, quando comparado com a forma funcional da energia de “gap” do InAs, para o pico de maior energia. Foi atribuída a esse comportamento uma forte evidência da existência de uma distribuição bimodal de tamanhos, nos QDs estudados. Brusaferrri e colaboradores ^[4.2], também observaram esse mesmo comportamento em algumas amostras de QDs de InAs crescidos sobre GaAs, tendo como explicação a transferência de elétrons entre os QDs vizinhos de diferentes tamanhos, sendo os portadores dos QDs menores transferidos para os QDs maiores, através de estados intermediários atribuídos à “wetting layer”, levando a um deslocamento em relação à forma funcional do “gap” do InAs.

Para amostras de QDs de InAs crescidos no interior de um poço quântico de InGaAs (DWELL), Torchynska e colaboradores ^[4.3] observaram que o deslocamento da banda de PL dos QDs, em relação à forma funcional do “gap” do InAs, é acompanhado por uma diminuição da largura de linha. Essas mudanças começam a baixas temperaturas (por volta de 100 K) quando a intensidade de PL começa a cair, sendo isso um comportamento típico da relocalização dos éxcitons dos QDs menores para os maiores, que possuem estados mais profundos.

A hipótese da distribuição bimodal pode levar a uma nova explicação para a composição dos espectros de PL das amostras #12 e #67. O pico de menor energia (P_1) é

devido ao estado fundamental dos QDs maiores, enquanto o pico de maior energia é formado pela contribuição referente ao estado estado fundamental de QDs menores.

Para as amostras #14 e #15, o único pico observado pode ser atribuído à soma das contribuições referentes aos estados fundamentais de QDs de tamanhos diversos, dentro de uma mesma distribuição de tamanhos mais larga, sendo essa suposição reforçada pelo fato de que a largura de linha é maior, quando comparada à do pico de menor energia das amostras #12, #67 e #69.

A amostra #69, ao contrário das amostras #12 e #67, não apresenta o comportamento anômalo da intensidade integrada em função da temperatura, e a variação da E_{PL} em função da temperatura é menos abrupta, desviando-se menos da forma funcional do “gap” do InAs. Esses fatos nos levam a acreditar que essa amostra pode não apresentar uma distribuição bimodal de tamanhos para os QDs. Não são somente esses dois fatores que indicam isso. A forma de linha é diferente, quando comparada com os espectros de PL das amostras #12 e #67 (onde os QDs também são crescidos sobre o GaAs). A diferença de energia entre os dois picos é maior, 73 meV, enquanto para a amostra #12 é 53 meV e para a #67 é 48 meV. O comportamento dos espectros de PL com variação de potência também apresenta diferenças, sendo que para a #69 o pico de maior energia começa a se tornar evidente a partir de uma potência de excitação de 20 mW, enquanto para as amostras #12 e #67 ele já está presente em potências mais baixas (1 mW). Com esses argumentos, temos uma forte evidência de que, para a amostra #69, o pico de menor energia (P1) é devido ao estado fundamental e o pico de maior energia é devido somente ao estado excitado dos QDs.

A seguir será discutido como, a partir da distribuição de tamanhos dos QDs, podemos explicar o comportamento anômalo da E_{PL} , da largura de linha e da intensidade integrada em função da temperatura. Primeiramente serão apresentados os argumentos referente às amostras #12 e #67 (crescidas sobre GaAs) e, em seguida, serão discutidos os comportamentos das amostras #14 e #15 (DWELL).

i) Para as amostras #12 e #67 (onde os QDs são crescidos sobre o GaAs), o comportamento do pico P1 (de menor energia) em função da temperatura segue a forma funcional da energia de “gap” do InAs. Já o P2 (pico de maior energia) começa a ter um comportamento parecido com o do InAs, para baixas temperaturas, mas depois tem uma diminuição mais abrupta e, finalmente volta a ter uma variação com comportamento parecido com o do InAs. Dentro do modelo bimodal da distribuição de tamanhos em QDs, esse comportamento pode ser explicado considerando que, quando a temperatura aumenta, os

portadores dos “dots” menores (que possuem um nível de energia mais alto) recebem energia térmica e conseguem atingir a “wetting layer”, através da qual conseguem migrar para os “dots” com o nível de energia mais baixo (QDs maiores), onde ficam aprisionados. Isso faz com que a emissão do pico de maior energia (P2) sofra um deslocamento para menores energias mais abrupto.

Um fato que reforça a hipótese da distribuição bimodal é o comportamento anômalo da intensidade integrada em função da temperatura, observada nas Figs. 4.16 a) e 4.17 a), e relatado no item c) (pág. 69). A explicação para a queda mais acentuada da intensidade de PL do pico de maior energia é a seguinte: Como ocorre uma migração de portadores dos QDs menores para os maiores, a emissão referente ao pico de maior energia perde uma parte da contribuição (referente aos “dots” menores) e, dessa maneira, a intensidade integrada de P2 terá uma redução mais acentuada que a intensidade integrada de P1.

Esses fenômenos podem ser observados na Fig. 4.21, onde temos como exemplo a variação das energias dos picos e da largura de linha, para a amostra #67.

O comportamento anômalo da E_{PL} é acompanhado da diminuição da largura de linha do pico de maior energia (P2), o que pode ser explicado da seguinte maneira: Sendo o pico de maior energia (P2) formado pela emissão do estado fundamental de “dots” menores, e sendo que ocorre uma migração de portadores dos “dots” menores para os maiores, a contribuição para a formação de P₂, referente ao estado fundamental dos “dots” menores diminui e, assim, tem-se como resultado um pico (P2) com uma largura de linha menor.

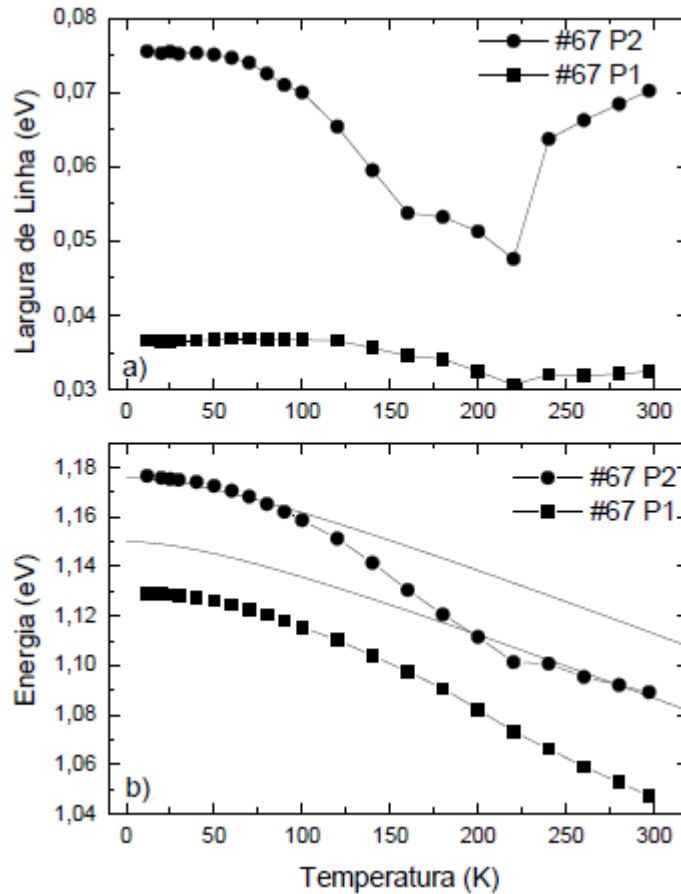


Figura 4.21 – Gráficos de: a) largura de linha e b) posição do pico, em função da temperatura, para a amostra #67.

ii) Para as amostras #14 e #15 (onde os QDs são do tipo DWELL) temos que para baixas temperaturas, até aproximadamente 100 K, a emissão é devida à recombinações em QDs de vários tamanhos, ao longo de toda a distribuição de tamanhos. A partir dessa temperatura os portadores começam a adquirir energia térmica suficiente para atingir a “wetting layer”, através da qual conseguem migrar para os “dots” com o nível de energia mais baixo (QDs maiores). Esse fenômeno explica o comportamento térmico dos espectros de PL da seguinte maneira: Quando ocorre essa transferência, os portadores começam a recombinar preferencialmente através dos QDs maiores e, assim, temos um deslocamento para menores energias mais abrupto do que o apresentado pela forma funcional da variação da energia do “gap” do InAs. Esse processo é acompanhado de uma diminuição da largura de linha devido ao fato de que à baixas temperaturas temos a emissão devida à “dots” de diversos tamanhos, mas, com o aumento da temperatura e, conseqüentemente, a transferência de portadores para os “dots” maiores, temos uma maior homogeneidade de QDs emitindo, levando à uma menor largura de linha.

Na Fig. 4.22, temos a variação da E_{PL} e da largura de linha em função da temperatura para a amostra #14.

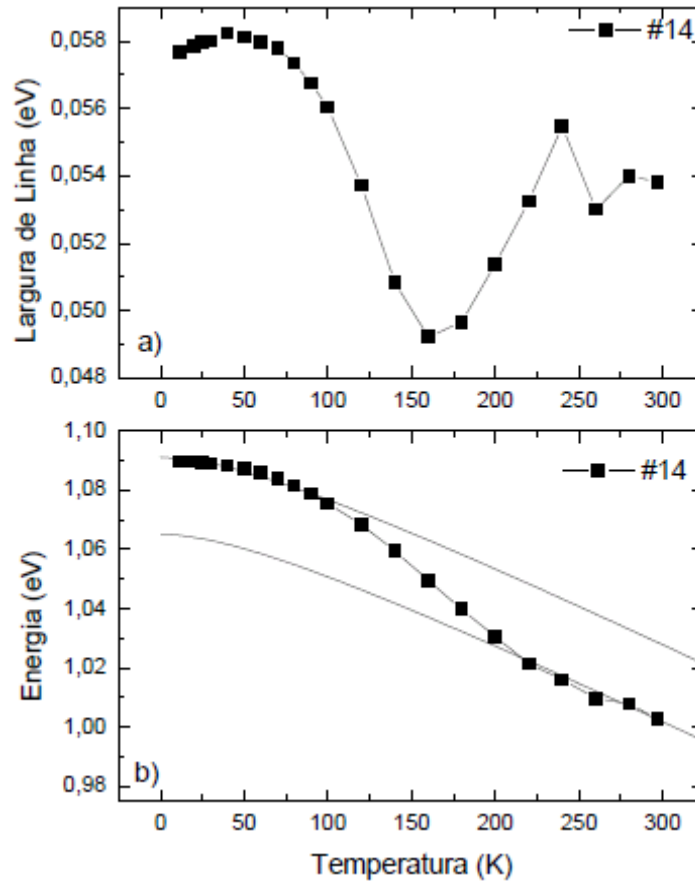


Figura 4.22 – Gráficos de: a) largura de linha e b) posição do pico, em função da temperatura, para a amostra #14.

A variação mais acentuada da E_{PL} ocorre até a temperatura de aproximadamente 200 K e, a partir dessa temperatura, a posição do pico volta a seguir a forma funcional do InAs, mas em uma região de energias mais baixas.

A partir das informações obtidas da variação da intensidade integrada, da largura de linha e da posição do pico, acreditamos que é possível dizer que as amostras #12, #67, apresentarem uma distribuição bimodal de tamanhos, ou seja, que existam duas famílias de QDs com tamanhos diferentes, onde em cada família ainda existe uma distribuição mais restrita de tamanhos. As amostras #14 e #15 devem ter uma distribuição de tamanhos mais extensa. Para a amostra #69, em que não foi observado o comportamento anômalo da intensidade integrada, largura de linha e posição do pico em função da temperatura, é possível

dizer que essa amostra não apresenta uma distribuição bimodal, possuindo uma distribuição mais homogênea, com apenas uma família de QDs.

5 CONCLUSÕES

Neste trabalho foram estudadas as propriedades ópticas de Pontos Quânticos Auto-Organizados de InAs através de medidas de fotoluminescência com variação de temperatura e de potência de excitação. As amostras estudadas foram crescidas de diferentes maneiras e são divididas em dois grupos:

i. QDs de InAs crescidos sobre o GaAs: #12 (taxa lenta), #67 (taxa padrão) e #69 (crescimento pulsado).

ii. QDs de InAs crescidos no interior de um poço de InGaAs (DWELL): #14 (crescimento pulsado) e #15 (taxa padrão).

De maneira geral, as medidas de PL a baixas temperaturas e com potência de 50 mW mostraram que as amostras em que os QDs são crescidos sobre o GaAs (#12, #67 e #69) apresentam dois picos de emissão (P_1 e P_2), enquanto as amostras do tipo DWELL (#14 e #15) apresentam apenas um pico de emissão.

Através das diferentes formas de crescimento era esperada uma diminuição da energia de emissão dos QDs, quando a taxa de crescimento é diminuída diretamente (através da taxa lenta), indiretamente (através do crescimento pulsado), ou quando temos o crescimento dos QDs do tipo DWELL. A amostra #67 (“dots” crescidos sobre o GaAs) é considerada a amostra padrão, pelo fato de apresentar a taxa de crescimento comumente utilizada nos trabalhos. A comparação entre os espectros de PL à temperatura ambiente (tópico 4.5) mostrou que as amostras #12, #69, #14 e #15 tiveram um deslocamento para menores energias quando comparadas com a amostra #67 (padrão). Com isso observamos que a diminuição da taxa de crescimento, o crescimento pulsado e o crescimento de “dots” do tipo DWELL foram efetivos no deslocamento dos picos de PL. A amostra onde se obteve o melhor resultado (maior deslocamento para menores energias) foi a #12 (taxa lenta, sobre o GaAs).

Foram obtidos espectros de PL de todas as amostras a baixas temperaturas (12 K), com variação de potência de excitação de 0,1 mW até 100 mW. Os espectros das amostras #12 e #67 são bem parecidos; neles temos, ao longo de toda a variação de potência, a presença da emissão correspondente ao P_2 (pico de maior energia). Com o aumento da potência é possível observar que a intensidade relativa (P_2/P_1) muda de maneira mais suave para as amostras #12 e #67 do que para a amostra #69. Já no caso da amostra #69, o P_2 só é evidenciado para uma potência de 20 mW, e a partir dessa potência, sua intensidade cresce de

maneira mais forte, com relação ao P1. Para as amostras do tipo DWELL (#14 e #15) foi observado apenas um pico de emissão ao longo de toda a variação de potência.

Foram obtidos espectros de PL com variação de temperatura, para cada uma das amostras. Os espectros foram obtidos na faixa de temperatura de 12 K até 297 K, e com potência de excitação de 50 mW. A partir da análise da variação da posição do pico e da intensidade integrada em função da temperatura foram feitas as seguintes observações:

- O único pico presente na emissão das amostras #14 e #15 apresenta um comportamento anômalo, desviando-se da forma funcional do InAs; o mesmo comportamento foi observado no pico de maior energia das amostras #12 e #67
- Todas as amostras apresentam uma boa estabilidade térmica até 100 K, não apresentando uma queda significativa da intensidade integrada.
- Para as amostras #12 e #67 é observado que o comportamento da intensidade integrada em função da temperatura do pico de maior energia, P_2 , apresenta uma queda mais abrupta do que a do pico de menor energia (P_1), já para a amostra #69 o comportamento da intensidade integrada em função da temperatura para os dois picos (P_1 e P_2) é praticamente o mesmo.

A explicação dada para o comportamento anômalo da E_{PL} e da I_{PL} em função da temperatura está baseada na hipótese de que as amostras #12, #67, #14 e #15 devem possuir diferentes distribuições de tamanho de QDs. Essas distribuições podem ocorrer de duas maneiras distintas: uma em que existem duas “famílias” de QDs com tamanhos distintos (distribuição bimodal), dentro das quais deve haver uma distribuição mais suave de tamanhos, e outra em que existe uma única família, só que com uma distribuição de tamanhos mais ampla.

A hipótese da distribuição bimodal levou à seguinte explicação para a composição dos espectros de PL das amostras #12 e #67. O pico de menor energia (P_1) se deve ao estado fundamental dos QDs maiores, enquanto o pico de maior energia é formado contribuição referente ao estado fundamental de QDs menores. Assim, o comportamento anômalo de E_{PL} e de I_{PL} em função da temperatura é explicado pelo fato de que, com o aumento da temperatura, os portadores localizados nos “dots” menores (de maior energia) recebem energia suficiente para vencer a barreira de energia e são transferidos para os “dots” maiores, que possuem energia menor. Essa explicação pode ser reforçada pelo

comportamento anômalo da largura de linha, indicando claramente uma migração de portadores.

Para as amostras #14 e #15, o único pico observado foi atribuído à soma das contribuições referentes aos estados fundamentais de QDs de tamanhos diversos, dentro de uma mesma distribuição de tamanhos mais larga, sendo essa suposição reforçada pelo fato de que a largura de linha é maior, quando comparada à do pico de menor energia das amostras #12, #67 e #69. O comportamento anômalo da largura de linha em função da temperatura também reforça esse argumento, indicando a transferência de portadores dos “dots” menores para os “dots” maiores, pertencentes a mesma distribuição contínua de tamanhos.

A amostra #69 não apresenta o comportamento anômalo da intensidade integrada em função da temperatura, e a variação da E_{PL} em função da temperatura é menos abrupta, desviando-se menos da forma funcional do “gap” do InAs. Esses fatos nos levam a acreditar que essa amostra pode não apresentar uma distribuição bimodal de tamanhos para os QDs. Outros fatos como a forma de linha, a distância entre os picos P_1 e P_2 e o comportamento dos espectros de PL com variação de potência, nos levam a acreditar que a amostra #69 possui uma distribuição mais homogênea. A partir dessas observações temos que o pico de menor energia (P_1) é devido ao estado fundamental e o pico de maior energia é devido somente ao estado excitado dos QDs.

Para confirmar essas constatações obtidas neste trabalho é importante realizar outros tipos de análises. A seguir temos algumas propostas para extensão deste trabalho:

- **Determinação da energia de ativação:** Através da determinação da energia de ativação poderemos ter informações sobre a energia térmica necessária para retirar os portadores do confinamento; assim poderemos obter mais informações sobre a transferência de portadores.

- **Fotoluminescência de excitação (PLE):** A Fotoluminescência de excitação é necessária para uma determinação da posição em energia dos estados pertencentes aos QDs, assim como a determinação da energia do nível da “wetting layer”.

- **Caracterização morfológica de amostras de SAQDs por AFM:** Para que seja possível a realização de uma caracterização morfológica através da microscopia de força atômica (AFM) é necessário a produção de novas amostras, onde essas amostras devem possuir uma camada extra, do filme de InAs que forma os QDs, crescida sobre o topo da

amostra. A partir da caracterização por AFM será possível determinar quantitativamente as distribuições de tamanhos dos “dots” presentes nas amostras.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

CAPÍTULO 1

- [1.1] S. Frenchi, G. Trevisi, L. Seravalli, P. Frigeri, Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials, **47**, 166-195 (2003)
- [1.2] P. Bhattacharya, S. Ghosh, A.D. Stiff-Roberts, Annual Review of Materials Research, **Vol 34**, Pag. 1 (2004)
- [1.3] Daruka, A-L. Barabási, Phys. Rev. Lett. **79** (19), 3708 (1997)
- [1.4] L. Kong, Z. Wu, Z.C. Feng, I.T. Ferguson, J. Appl. Phys. **101**, 126101 (2007)
- [1.5] T.V. Torchynska, J. Appl. Phys. **104**, 074315 (2008)
- [1.6] G.T. Liu, A. Stintz, H. Li, K.J. Malloy, L.F. Lester. Electron. Lett. **35**, 1163 (1999).
- [1.7] D. Bimberg et al. Phys. Stat. Solids B **194**, 159 (1996)
- [1.8] K.W. Berryman, S.A. Lyon, M. Segev. Appl. Phys. Lett. **70**, 1861-63 (1997)
- [1.9] Z. Chen, E-T. Kim, A. Madhukar. Appl. Phys. Lett. **80**, 2490-92 (2002)
- [1.10] Nano-Optoeletrônica, editado por M. Grundmann (Springer-Verlag, Berlin 2002)

CAPÍTULO 2

- [2.1] R. Dingle, Festkörperprobleme XV, **21** (1975)
- [2.2] E. F. Schubert, "Physical Foundations of Solid-State Devices". Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York 2007 Edition
- [2.3] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, "Solid State Physics, Cornell University, Saunders College Publishing
- [2.4] E.C. de Oliveira, "Funções Especiais com aplicações" Ed. Livraria da Física, 1ª Ed., São Paulo (2005)
- [2.5] M.A. Herman, H. Sitter, Molecular beam epitaxy, Springer-Verlag Berlin. P. **36** (1989)
- [2.6] I. Daruka, A.-L. Barabási, Phys. Rev. Lett. **79** (19), 3708 (1997)
- [2.7] S. Frenchi, G. Trevisi, L. Seravalli, P. Frigeri, Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials, **47**, 166-195 (2003)
- [2.8] L. Pavesi, and M. Guzzi, J. Appl. Phys. **75**, 4779 (1994).
- [2.9] H. Benisty, C.M. Sotomayor-Torre, C. Weisbuch, Phys. Rev. B **44**, 10945 (1991)

- [2.10] S. Grosse , Phys. Rev. B **55**, 4473 (1997)
- [2.11] R. Heitz, M. Veit, A. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V.M. Ustimov, P.S. Kopev, Z.I. Alferov, Phys. Rev. B **56**(16), 10435 (1997)
- [2.12] S. Raymond, S. Fafard, P.J. Poole, A. Wojs, P. Hawrylak, C.Gould, A. Sachrajda, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leonk, P.M. Petroff, J.L. Merz, Superl. Micr., **21**(4), 541 (1997)
- [2.13] T. V. Torchynska, E. V. Lozada, J. L. C. Espinola, J. Vac. Sci. Tecnol. B **27**(2) (2009)
- [2.14] P. Bhattacharya, S. Ghosh, A.D. Stiff-Roberts, Annual Review of Materials Research, **Vol 34**, Pag. 1 (2004)
- [2.15] M. Grundmann, O. Stier, D. Bimberg, Phys. Rev. B **52**(16), 11969 (1995)
- [2.16] M. Grundmann, J. Christen, N. N. Ledentsov, J. Böhrer, D. Bimberg, S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, U. Gösele, J. Heydenreich, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kop'ev, Zh. I. Alferov, Phys. Rev. Lett. **74**(20), 4043 (1995)

CAPÍTULO 3

- [3.1] I.S. Oliveira, V.L.B. de Jesus, “Introdução à física do estado sólido” Ed. Livraria da Física, 1ª Ed., São Paulo (2005)
- [3.2] J. Singh, “Physics of semiconductors and their heterostructures”. Edited by A. T.Brown. McGraw Hill (1993)
- [3.3] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89** (11), 5815 (2001)
- [3.4] J. S. Blakemore, J. Appl. Phys. **53**, 4123 (1982).
- [3.5] J. R. Chelikowsky, M. L. Cohen, Phys. Rev. B **14** (2), 556 (1976).
- [3.6] Y. P. Varshni, Physica (Utrecht) **34**, 194 (1967).
- [3.7] E. M. Lopes, “Estudo das propriedades ópticas de poços quânticos simples e poços quânticos duplos acoplados através da técnica de fotoluminescência”. Tese de doutorado, Universidade Estadual de Londrina, Londrina (2009)

CAPÍTULO 4

- [4.1] Jung S.I., H.Y. Yeo, I. Yuna, J.Y. Leem, I.K. Han, J.S. Kim, J.I. Lee, Physica E **33** (2006) 280–283

- [4.2] L. Brusafferri, S. Sanguinetti, E. Grilli, M. Guzzi, A. Bignazzi F. Bogani, L. Carraresi, M. Colocci, A. Bosacchi, P. Frigeri, S. Franchi, *Appl. Phys. Lett.* **69** (22), (1999)
- [4.3] T.V. Torchynska, L. Casas Espinola, L.V. Borkovska, S. Ostapenko, M. Dybiec, O. Polupan, N.O. Korsunskaya, A. Stintz, P.G. Eliseev, K.J. Malloy *J. Appl. Phys.* **101** 024323 (2007)